UNIVERSITÉ DE GENÈVE
Section de physique
Département de physique nucléaire et corpusculaire

FACULTÉ DES SCIENCES
Professeur M. Bourquin
Professeur M. Pohl

AMS-01 : nouvelles limites à la présence de l'antihélium et contributions au détecteur de trajectoires

THÈSE

présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de docteur ès sciences,
mention physique

par

Mathieu RIBORDY

de Sembrancher (VS)

Thèse N° 3209

GENÈVE
Atelier de reproduction de la Section de physique
2000

Remerciements

Je voudrais exprimer ma gratitude à mes directeurs de thèse, Messieurs les professeurs Maurice Bourquin et Martin Pohl, le premier qui m'accorda sa confiance en me proposant de faire une thèse de doctorat sous sa direction et qui me permit de vivre cette expérience passionante, et le second qui a su, bien que tardivement impliqué dans cette expérience, répondre à mes attentes en me promulguant de judicieux conseils sur la façon de mener une analyse et qui a lu et relu mon travail très consciencieusement. Mes plus vifs remerciements vont également à Messieurs les professeurs Roberto Battiston et Mikhail Shaposhnikov qui ont accepté de faire partie du jury en tant que membres extérieurs au département et dont les réflexions et les critiques m'ont aidé à finaliser ce mémoire. Mes collègues et superviseurs, les docteurs Nicolas Produit et Giovanni Ambrosi, ont joué un rôle essentiel tout au long de ces années et c'est surtout vers eux que ma reconnaissance se focalise. Je remercie aussi les équipes techniques, en particulier Pascal Emonet. Ma famille, mes amis et Theresa m'ont apporté le soutien le plus précieux, eux seuls ont su me rassurer dans les moments de doute, ils n'ont cessé de m'encourager tout au long de ce parcours.

A mon père

Table des matières

Avant-propos

Un nouvel œil ! mais pour quoi faire ? s'interrogea le borgne

AMS-01 est la première phase de l'expérience **spatiale** AMS destinée à approfondir notre connaissance des rayons cosmiques chargés dans un domaine de rigidité étendu, compris entre 0.5 GV/c et $\sim$ 1000 GV/c, avec une sensibilité inégalée. Embarquée à bord de la navette spatiale Discovery durant la mission STS-91 qui eut lieu en juin 1998 et qui s'est achevée après dix jours de prise de données, AMS-01 a collecté environ 100 millions d'événements dont près 6 millions de ions chargés $Z \geq 2$ à une altitude moyenne de 400 km sur une orbite de 51.6 degré de déclinaison. Ce vol précurseur, ou vol de test à l'environnement spatial était destiné à démontrer la possibilité de réaliser un tel détecteur et son potentiel (déjà de très intéressants résultats apparaissent), il sera suivi par l'installation d'une version complétée dès 2004 sur la station spatiale internationale (ISS), pour une durée planifiée de trois ans. La statistique sera supérieure de plus de trois ordres de grandeur, le domaine en rigidité sera étendu, le pouvoir de séparation isotopique largement accru. L'ambition de cette expérience est de définir la composition spectrale des rayons cosmiques avec une précision sans commune mesure avec la connaissance actuelle. Ce sera un œil nouveau dont le regard porté à l'univers, de par les progrès quantitatifs promis, notamment grâce à une longue durée d'exposition et son déroulement hors de l'atmosphère terrestre, sera la source de progrès certains.

La recherche d'antimatière à grande échelle, primordiale (de la nucléosynthèse primordiale) ou résultant de la nucléosynthèse stellaire, la recherche de signatures de la matière obscure, les spectres des particules présentes dans les rayons cosmiques, l'abondance isotopique des ions chargés qui renseignent sur certains aspects liés à la propagation des rayons cosmiques et qui sont destinés à parfaire les modèles galactiques (temps de confinement, quantité de matière traversée lors de leur course), l'astronomie des photons de hautes énergies (AMS pourrait être la première expérience à rapporter des données dans le domaine d'énergie lacunaire $20\,\mathrm{GeV} < E_\gamma < 250\,\mathrm{GeV}$), sont les quelques sujets auxquels AMS pourrait apporter une contribution déterminante. Contrairement à des expériences destinées à détecter des photons et qui ont montré ces dernières années des résultats révélateurs, le détecteur AMS se déploie dans le créneau de la détection directe des rayons cosmiques chargés..

Après une description de certaines contributions à la réalisation (une carte de développement et de qualification des échelles du détecteur de trajectoires), à la mise en œuvre (le développement des algorithmes de réduction des données du détecteur de trajectoires) et à la compréhension du détecteur (dépendances du signal et efficacité du détecteur de trajectoires), de nouvelles limites à la présence d'antihélium seront présentées et discutées.

Les sections suivantes s'efforceront de résumer les aspects cosmologiques et autres intérêts de cette expérience. La première phase de l'expérience AMS est maintenant achevée. D'ores et déjà une nouvelle limite à la présence d'antihélium dans les rayons cosmiques a été fixée.

Tournons-nous maintenant plus directement vers les motivations scientifiques d'une telle expérience et essayons de comprendre l'extraordinaire connaissance qui se dégagera et les nouvelles contraintes que cela impliquera. Mais avant cela une introduction s'avère nécessaire.

Chapitre Premier

Motivations physiques

L'univers primordial donne accès à des phénomènes qui se déroulent à des énergies hors de portée d'expériences effectuées dans de grands accélérateurs. Les observations cosmologiques fournissent donc une alternative à l'étude de la physique des particules au-delà du modèle standard. La mise en évidence des anisotropies du rayonnement fossile a définitivement consacré une nouvelle ère où les expériences cosmologiques ont acquis la précision qui leur confèrent enfin un rôle de première importance et leur permettent d'apporter des contributions de premier ordre pour tester les modèles de physiques dans des domaines d'énergie inaccessibles sur Terre. Les expériences cosmologiques complémentent en ce sens les expériences de la physique de particules effectuées dans les accélérateurs terrestres.

Il s'agit dans ce chapitre de donner un bref aperçu de cosmologie, peu exhaustif, en passant en revue le modèle standard de la cosmologie et diverses extensions qui tentent de le parfaire avec des succès inégaux. En effet l'apparente asymétrie baryonique de l'univers, l'origine de l'homogénéité ou encore la quantité et la nature de la matière obscure ne trouvent pas d'explications dans le cadre seul du modèle standard de la cosmologie, il faut donc lui greffer des modèles d'inflation, de baryogénèse et recourir à de la nouvelle physique. On terminera ce chapitre en mettant en évidence les liens qu'une expérience de détection directe de rayons cosmiques comme AMS entretient avec la cosmologie.

Les deux premières sections de ce chapitre sont essentiellement rédigées à l'aide d'ouvrages d'introduction à la cosmologie tels que [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8].

1.1 Revue du modèle standard de la cosmologie

Les quatre piliers principaux sur lesquels repose le modèle standard de la cosmologie et lui confèrent sa légitimité sont la présence d'un rayonnement fossile extrêmement isotrope [9], l'homogénéité de l'univers à grande échelle, la récession des galaxies [10] (le décalage vers le rouge de la lumière émise par les objets lumineux) et l'abondance des éléments légers. Un modèle cosmologique générique se doit de rendre compte du nombre restreint de ces faits observationnels. Il repose sur les hypothèses théoriques qui postulent la validité du **Principe Cosmologique** (de la position générique que nous occupons dans l'univers alliée à l'isotropie, on déduit l'homogénéité), l'universalité des lois de la physique et que la dynamique à grande échelle est décrite par les lois de la Relativité Générale d'Einstein.

Le **Principe Cosmologique** est l'hypothèse que l'univers est homogène et qu'il existe une classe de référentiels, dits *comobiles*, par rapport auxquels l'univers apparaît isotrope, les observateurs appartenant à cette classe sont dits des observateurs *fondamentaux* ou *comobiles*. Du **Principe Cosmologique**, on déduit que les seules dynamiques de l'univers autorisées sont la contraction ou l'expansion.

Le modèle standard de la cosmologie est basé sur la métrique de **Friedman-Robertson-Walker** la plus générale qui satisfait au **Principe Cosmologique**, en appliquant les équations d'Einstein avec une constante cosmologique nulle. De là découlent les équations qui décrivent l'univers de **Friedman**.

1.1.1 L'univers de Friedman

La métrique la plus générale qui satisfait au **Principe Cosmologique** est celle de **Friedman-Robertson-Walker**

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t)\left(\frac{dr^2}{1-\kappa r^2} + r^2(d\theta^2 + sin^2\theta d\phi^2)\right), \tag{1.1}$$

où $R(t)$ est le facteur d'échelle qui traduit l'effet de la contraction ou l'effet de l'expansion, seuls autorisés pour obéir au Principe Cosmologique et où κ est la courbure de l'espace.

De l'action de la relativité générale, on déduit les équations d'Einstein

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \frac{8\pi G_N}{c^4}T_{\mu\nu}, \tag{1.2}$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci, R est la courbure scalaire obtenue par contraction du tenseur de Ricci et $T_{\mu\nu}$ est le tenseur d'énergie-impulsion.

Le calcul du tenseur de Ricci appliqué explicitement aux équations d'Einstein (1.2) aboutit aux équations de Friedman

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{\kappa}{R^2}, \tag{1.3}$$

$$\frac{d}{dR}(\rho R^3) = -3pR^2, \text{ où } p = f(\rho), \tag{1.4}$$

où $H(t)$ est la "constante" de Hubble, ρ la densité d'énergie (incluant matière et radiation), p la pression isotropique et κ la courbure de l'espace. Les équations de Friedman (1.3) et (1.4) peuvent s'écrire de façon plus générale en incluant le terme de la constante cosmologique ; dans le modèle standard, elle est considérée nulle, mais beaucoup de travaux récents l'incorporent puisqu'elle est interprétée comme la densité d'énergie du vide, divers modèles actuels préfèrent une constante cosmologique non nulle pour rendre compte et faire des prédictions sur les liens entre divers paramètres de la cosmologie. La fonction qui lie la pression p à la densité ρ dépend du type de gaz considéré et correspond à des composantes différentes de la densité et à des ères différentes de l'évolution de l'univers.

Les indices "0" traduiront les valeurs des paramètres cosmologiques actuels. Par exemple la valeur actuelle de H, qui lie selon une relation linéaire la vitesse radiale d'un objet par rapport à un observateur à la distance qui le sépare de celui-ci, est

$$H_0 = 100\, h_0 \,\mathrm{km\, s^{-1}\, Mpc^{-1}} \tag{1.5}$$

avec $0.4 < h_0 < 1$, exprime que nous vivons dans un univers en expansion.

On définit la densité critique comme la densité à courbure nulle

$$\rho_c(t) = \frac{3H(t)^2}{8\pi G} \tag{1.6}$$

qui a la valeur actuelle $\rho_c = 1.88 \cdot 10^{-29}\, h^2 \,\mathrm{g\, cm^{-3}}$ et le paramètre de densité cosmologique

$$\Omega \equiv \rho/\rho_c \tag{1.7}$$

qui permet de réécrire la première équation de Friedman

$$\frac{\kappa}{R^2} = H^2(\Omega - 1). \tag{1.8}$$

Cette dernière équation, qui suppose la constante cosmologique nulle, signifie qu'un univers dans lequel règne une densité critique a une courbure nulle. Il faut distinguer trois cas pour la valeur de la courbure

- $\kappa < 0$, l'univers est en expansion infinie, on dit qu'il est *ouvert* ou *hyperbolique*
- $\kappa = 0$, l'univers est en expansion infinie, mais plus lente que dans le cas précédent, on dit qu'il est *plat* ou *euclidien*, notons que dans ce cas le paramètre de densité cosmologique est constant

– $\kappa > 0$, l'expansion de l'univers est finie puis il est en contraction, on dit que l'univers est *fermé* ou *elliptique*

On introduit encore une observable intéressante qui est le paramètre de décélération q_0 qui est directement lié à la densité de masse dans l'univers

$$q_0 \equiv -\frac{\ddot{R}_0 R_0}{\dot{R}_0^2} = \Omega_0 \frac{1 + 3p_0/\rho_0}{2}, \tag{1.9}$$

donc $q_0 = \Omega_0/2$ pour un univers actuel dominé par de la matière ($p_0 = 0$), comme on le suppose habituellement. Expérimentalement, ce paramètre est mesuré par l'étude de la luminosité de supernovæ Ia pendant les quelques dizaines de jours qui suivent leur explosion, étant donné leur distance : en effet, elles sont considérées comme des bougies standardes toutes de même luminosité intrinsèque. Une constante cosmologique non nulle est largement favorisée [11, 12].

Si on considère la valeur mesurée du paramètre de densité cosmologique Ω_0, on se heurte à un des grands problèmes dont souffre le modèle standard de la cosmologie. En effet, on estime que Ω_0 se situe dans la fourchette

$$0.005 < \Omega_0 < 0.12 \tag{1.10}$$

par l'argument fiable de la nucléosynthèse primordiale dont on discutera un peu plus loin, bien que la matière lumineuse ne contribue à Ω_0 qu'à hauteur de 0.2 % et que la dynamique galactique permet de rendre compte d'une valeur de l'ordre de 20 %. Si on admet vivre dans un univers vieux de milliards d'années et qu'à l'aide de l'équation de Friedman on en déduise la valeur de Ω qui prévalait dans l'univers primordial au temps de la nucléosynthèse primordiale par exemple, alors $\Omega_{\text{nuc}} = 1 \pm 10^{-16}$ pour une valeur actuelle $0.1 < \Omega_0 < 2$, Ω_{nuc} était donc étrangement proche de la densité critique. Si au contraire, on admet un paramètre de densité cosmologique Ω_{nuc} plus sensiblement différent de 1 alors, ou il régnerait dans l'univers actuel une densité presque négligeable, ou l'univers se serait déjà gravitationnellement effondré : on dit que $\Omega = 1$ est un point fixe instable de l'évolution. Quoi qu'il en soit, par un argument de naturalité, on déduit que la densité actuelle devrait être égale à la densité critique (autrement dit que l'univers est plat). Ce qui pose le double problème de la matière noire : une densité de matière obscure de nature baryonique, qui devrait expliquer la différence entre la densité de matière visible et la densité qui découle de l'étude de la nucléosynthèse primordiale et une densité de matière obscure de nature non baryonique qui devrait permettre de pourvoir de matière l'univers pour qu'il atteigne la densité critique. L'idée inflationnaire, qui sera abordée ultérieurement, montrera comment le problème de criticité (ou de platitude) peut être résolu en même temps que celui de l'horizon.

1.1.2 Les grandes ères

On distingue dans l'évolution de l'univers deux grandes époques, l'ère radiative et l'ère de la matière, précédées par l'époque de Planck, où les outils actuels de la physique ne font pas de prédictions, puisqu'il n'existe pas actuellement de théories quantiques de la gravitation satisfaisantes. L'ère radiative se caractérise par la prédominance de la composante radiative, la pression est liée à la densité $p = \rho/3$, alors que durant l'ère de la matière, la principale forme d'énergie est la matière et la pression est négligeable. Au moment de la transition entre ces deux régimes, l'univers progressivement devient transparent car la formation des atomes d'hydrogène par capture électronique implique que l'effet Compton diminue et que le libre parcours moyen des photons augmente. C'est là l'origine du rayonnement fossile : son émission a lieu lorsque les photons découplent de la matière, la matière cesse d'être ionisée et c'est le temps dit de la *recombinaison* ou de la *dernière diffusion*. Notons que si le moment de la transition entre les deux régimes et le moment de la recombinaison sont approximativement les mêmes, cela n'est pas guidé par un principe mais est fortuit. Thermodynamiquement la distinction majeure entre ces deux époques est l'expansion l'adiabatique de l'univers durant l'ère radiative, justifiée tant que les réactions microscopiques sont beaucoup plus rapides que l'expansion.

L'ère radiative débute à la fin de l'époque de Planck avec l'époque de grande unification, suivie de la spéculée période inflationnaire. Ensuite la température permet à l'époque dite électrofaible de prendre place, puisque les processus physiques qui s'y déroulent sont dans la gamme d'énergie de ce que décrit le modèle standard. L'époque où l'asymétrie baryonique de l'univers aurait été générée se situerait entre la fin de la période inflationnaire et la transition électro-faible, dépendant du mécanisme pour la réaliser.

Dès que la température atteint $10^{13}\,^\circ$K, qui correspond au seuil de production de paires $\mathrm{p\bar{p}}$, leur nombre cesse d'augmenter, mais les processus de production de mésons et de leptons continuent.

A ce point de la discussion, on doit faire face à un des graves problèmes qui entachent le modèle standard de la cosmologie : les baryons et les antibaryons s'anihileraient et disparaîtraient. Ce qui ne semble apparemment pas être le cas, un déséquilibre se serait instauré pour préserver les baryons. Cet excès de baryons doit être expliqué par un mécanisme de baryogénèse global, ou alors à une séparation spatiale des baryons et des antibaryons afin qu'ils ne puissent s'anihiler totalement, cela fait appel à une explication par un mécanisme de baryogénèse local. Nous y reviendrons dans une section ultérieure (1.3). Pour continuer l'histoire thermique de la période radiative, on admet par la suite cet excès de baryons.

Le nombre de neutrons et de protons est sensiblement le même à ce moment car le processus

$$\mathrm{p} + \mathrm{e}^- \leftrightarrow \mathrm{n} + \bar{\nu}_e \tag{1.11}$$

est encore actif.

La température est maintenant $T \sim 140\,\mathrm{MeV} \sim m_\pi$, la production des pions cesse à son tour et les pions disparaissent également via les réactions

$$\pi\pi \to \mathrm{ll} \tag{1.12}$$
$$\pi \to \mu\nu \tag{1.13}$$

car $\tau_{\pi^\pm} \sim 26\,\mathrm{ns}$, valeur beaucoup plus petite que l'échelle de temps de l'évolution à cet instant. Le même sort est réservé aux muons un temps plus tard, lorsque $T \sim 105\,\mathrm{MeV}$. Il reste alors dans l'univers des neutrinos, des électrons et des photons en nombres sensiblement égaux, et en quantités moindres des neutrons et des protons aussi en nombres sensiblement égaux.

Plus tard, lorsque T a chuté à une valeur de l'ordre de 3 MeV, le taux d'expansion H est de l'ordre de grandeur du taux de réaction Γ_{W} des interactions faibles neutres et chargées avec des électrons, l'équilibre thermique est rompu et les neutrinos se découplent progressivement des autres espèces, ils forment alors un rayonnement qui gagne rapidement en indépendance. Ce gel d'une espèce de particules a lieu lorsque le taux d'interaction devenu trop faible pour maintenir l'équilibre thermique, conduit à la conservation du nombre de particules : soit Γ, le taux de réaction. Lorsque la température diminue, Γ diminue également en général. Dès que $\Gamma(t)$ devient plus petit que $H(t)$, la variation de la densité de particules due au taux de réaction devient plus petite que la variation de la densité due au taux d'expansion de l'univers. A ce moment, on peut négliger cette réaction et considérer qu'elle est gelée. Si une des particules ne prend part qu'à cette réaction particulière, on dit que cette espèce est gelée.

Dès que T est de l'ordre de 0.8 MeV, la réaction qui équilibrait le nombre de neutrons et de protons (1.11) ne mène plus à la production des neutrons, la réaction inverse se poursuit et progressivement les neutrons se transforment en protons, l'univers est alors âgé de $10 - 100$ s, de plus les neutrons subisssent la désintègration β. La fraction n/p se fige à la valeur $\sim 1/7$, lorsque le fond électronique et radiatif n'aura plus l'énergie suffisante pour casser les ions légers en formation (période de la nucléosynthèse primordiale, nous y reviendrons au paragraphe suivant). A approximativement cette même température, la production de paires électroniques devient également interdite, les paires s'anihilent en produisant une paire de photons dont l'énergie est équivalente à la masse au repos de l'électron, cela produit un ralentissement momentané du refroidissement du bain thermique de photons, processus qu'on appelle *réchauffement*[1]. Les seules réactions qui perdurent sont les diffusions Compton qui réduisent grandement le libre parcours moyen des photons, l'univers est donc encore opaque, il deviendra progressivement transparent lorsque la température de l'univers permettra aux électrons d'être capturés par les protons pour former des atomes d'hydrogène, on appelle cette période la *recombinaison*, bien qu'il s'agisse d'une *première combinaison*. L'univers est alors âgé de environ 500'000 ans. Et débute une ère dominée par la matière.

Ce temps critique t_c où l'univers devient peu à peu transparent marque une transition progressive dans le comportement du facteur d'échelle de l'univers. L'époque qui précède est marquée par la domination du rayonnement, l'époque qui suit est quant à elle marquée par la domination de la matière. Lorsque le rayonnement domine, on a $p = \frac{\rho}{3} \propto T^4 \Longrightarrow TR = cte$, ce qui mène au comportement $R(t) \propto t^{1/2}$. Lorsque la matière domine $p = 0 \Longrightarrow \rho R^3 = cte$ et donc $R(t) \propto t^{2/3}$.

[1] A distinguer de la période post-inflationnaire de même dénomination.

1.1.3 La nucléosynthèse primordiale

L'idée originale d'une synthèse des éléments légers dans l'univers primordial revient à Gamov [13] dans le but de comprendre la présence de deutérium et de beaucoup d'hélium dans les rayons cosmiques. En se basant sur cette idée, il prédit également l'existence d'un rayonnement fossile d'une température de l'ordre de 10 °K [36].

Les étoiles au cours de leur existence synthétisent en leur sein de l'hélium. Cela ne contribuerait pourtant que par une correction d'au plus 5 % de son abondance primordiale (et il existe des méthodes pour mesurer le biais ainsi introduit). Le deutérium observé est une limite inférieure à son abondance primordiale, car il est détruit par la formation des étoiles, son abondance primordiale est obtenue par extrapolation à métallicité [2] nulle des mesures faites dans des environnements à diverses métallicités [14]. L'abondance de ^{3}He est en revanche proche de l'abondance primordiale (à la transformation près du deutérium). Il est plus difficile d'inférer sur l'abondance primordiale de ^{7}Li, car il peut être produit par une grande variété de processus astrophysiques (néanmoins voir [38]). Et malgré ces difficultés, l'accord expérimental avec les prédictions est tout à fait excellent, au point que la nuclésynthèse primordiale est devenue une preuve de consistance incontournable pour les modèles qui décrivent l'univers primordial. Le lien de la nuclésynthèse primordiale avec la physique des particules va plus loin : de l'abondance et de la densité d'énergie comparable des particules légères avec les photons, il ressort qu'il est possible de contraindre le nombre de familles de neutrino, il est possible aussi de contraindre les propriétés des particules reliques qui se désintégreraient après cette période puisqu'elles dissocieraient alors les produits de la nucléosynthèse primordiale. Venons-en maintenant à la description de cette période.

Lorsque la température a suffisamment diminué, les réactions

$$\mathrm{p} + \mathrm{n} \to \mathrm{d} \equiv {}^2\mathrm{H}, \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathrm{d} + \mathrm{n} \to \mathrm{t} \equiv {}^3\mathrm{H} \\ \mathrm{d} + \mathrm{p} \to {}^3\mathrm{He} \end{array} \right. , \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathrm{t} + \mathrm{p} \to {}^4\mathrm{He} \\ \mathrm{d} + \mathrm{d} \to {}^4\mathrm{He} \end{array} \right. \tag{1.14}$$

qui mènent à la production d'hélium ont lieu. Les énergies de liaisons de ces noyaux légers sont telles que la réaction qui produit ^{4}He est particulièrement favorisée, alors que d subit des photodésintégrations pendant encore un temps, dû au spectre de corps noir des photons et la faible énergie de liaison du deutérium d. C'est la raison de l'abondance primordiale de ^{4}He. ^{4}He peut être synthétisé jusqu'à concurrence de l'épuisement des neutrons. La différence de masse entre le proton et le neutron prédit un rapport $\mathrm{n/p} \approx 1/5$, sans tenir compte du temps de vie τ_n du neutron. Une étude plus détaillée qui tient compte de τ_n relativement à la durée de la nucléosynthèse primordiale ainsi que du léger excès de masse du neutron sur le proton qui favorise la réaction

$$\mathrm{n} + \bar{\nu}_e \to \mathrm{p} + \mathrm{e}^- \tag{1.15}$$

sur la réaction inverse fournit un rapport légèrement plus faible $\mathrm{n/p} \approx 1/7$. La fraction de masse de ^{4}He est donc

$$Y \equiv \frac{m_{^4\mathrm{He}}}{m_\mathrm{p} + m_{^4\mathrm{He}}} \approx 0.25. \tag{1.16}$$

La valeur mesurée est en bon accord [15]

$$\frac{m_{^4\mathrm{He}}}{m_\mathrm{p} + m_{^4\mathrm{He}}} = 0.234 \pm 0.002 \pm 0.005, \tag{1.17}$$

où la première erreur est statistique et la seconde systématique. Les fractions de d, ^{3}He et ^{7}Li sont quant à elles beaucoup plus faibles [15]

$$\frac{m_{^3\mathrm{He}} + m_\mathrm{d}}{m_\mathrm{p} + m_{^4\mathrm{He}}} \sim 10^{-4}, \tag{1.18}$$

$$\frac{m_{^7\mathrm{Li}}}{m_\mathrm{p} + m_{^4\mathrm{He}}} \sim 10^{-10}. \tag{1.19}$$

Mentionnons encore l'effet à retardement de la nucléosynthèse primordiale, due à la très large entropie photonique comparée à l'entropie baryonique, qui assure une présence de photons d'énergie suffisant à la photo-désintégration de l'un de ces produits pendant encore un temps : les énergies de liaisons des produits de la nucléosynthèse primordiale sont plus élevées d'environ un facteur $35 - 100$ par rapport à la température de synthétisation de l'un de ces produits.

[2] Abondance des éléments $Z > 4$ produits uniquement dans les étoiles.

Les valeurs actuelles d'abondance primordiale des noyaux permettent de contraindre la fraction baryonique η, ainsi que l'illustre la *fig. 1.1* et donc le paramètre de densité cosmologique des seuls baryons Ω_B car

$$\Omega_B = 3.7 \cdot 10^{-3}\, \eta_{10}\, h_0^{-2}, \tag{1.20}$$

où $\eta_{10} = 10^{10}\, \eta$. En admettant

$$0.4 < h_0 < 1, \tag{1.21}$$

$$\mathrm{d/p} \sim 2 \cdot 10^{-4}, \tag{1.22}$$

où la fraction d/p est déterminée non par observation directe de rayons cosmiques mais par l'observation des raies d'un nuage primordial supposé à métallicité presque nulle. La fourchette de valeurs privilégiée pour la fraction baryonique est

$$1.5 < \eta_{10} < 3.5, \tag{1.23}$$

et donc

$$0.005 < \Omega_B < 0.08, \tag{1.24}$$

ce qui signifie que l'univers n'est pas fermé par les baryons.

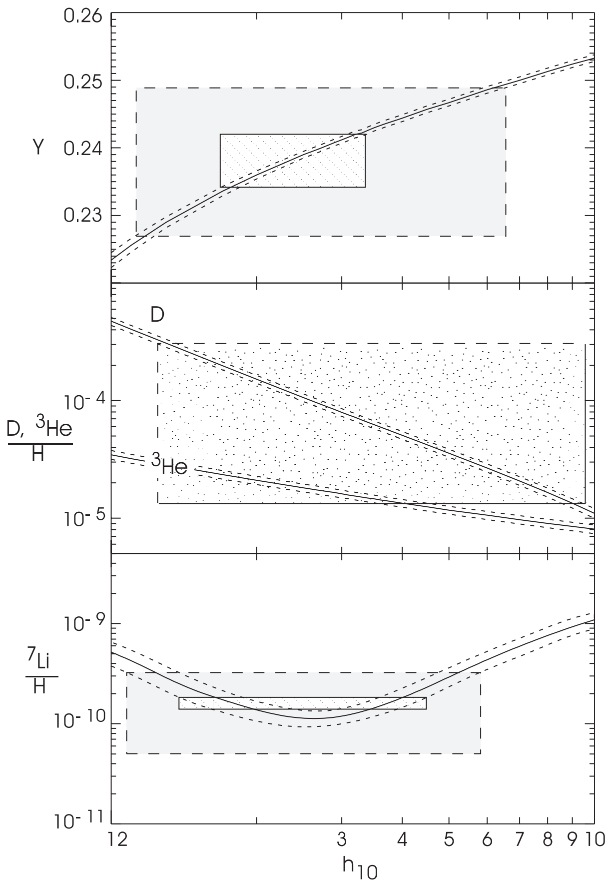


FIG. 1.1 – Les abondances des éléments légers prédites par le modèle standard de la nucléosynthèse primordiale et les incertitudes observationnelles [15].

1.2 L'inflation

Au temps de la dernière diffusion, l'horizon qui représente les régions causalement connectées ne sous-tend que des angles qui, extrapolés au temps actuel, seraient d'environ 1°. Cela mène à la prédiction d'anisotropies dans le rayonnement fossile à cette échelle angulaire. Pourtant rien de tel n'est observé, c'est le problème de l'horizon. Par ailleurs, dans une section précédente était déjà mentionné le problème de la platitude (l'ajustement avec une extrême précision de la densité). La réponse inflationnaire fut apportée et outre sa sensibilité restreinte aux conditions initiales, elle permet de motiver le Principe Cosmologique.

L'idée du mécanisme de l'inflation repose sur l'hypothèse d'un univers de type de **de Sitter** ($\rho = cte$) pendant cette période, qui produit une exponentiation du facteur d'échelle : en effet, on a alors une pression négative $p = -\rho$ (ce qui viole la condition forte de l'énergie, $\rho + 3p = -2\rho < 0$) et de la $1^{\text{ère}}$ équ. de Friedman (1.3), on obtient

$$R(t) = R_0 \exp(\pm\sqrt{\frac{8\pi G\rho}{3}}t). \tag{1.25}$$

On estime que cette période débute au temps $t_{\text{inflation}} \sim 10^{-35}$ s et se termine quelque 10^{-32} s plus tard, produisant une multiplication du facteur d'échelle par $\sim 10^{28}$, ainsi en va-t-il de l'horizon cosmologique, ce qui résoudt le problème de l'horizon. La courbure de l'univers qui préexiste à cette période se verra réduite également par le même facteur. L'inflation se termine lorsque le potentiel $V(\phi)$ devient très raide car le champ ϕ, le moteur de l'inflation, se met alors à varier très rapidement dans le temps et sa densité d'énergie se dissipe, produisant de l'entropie à l'origine du rayonnement fossile. Les fluctuations quantiques du champ ϕ seraient aussi à l'origine des anisotropies spatiales du rayonnement fossile et de la formation des structures.

Lors de cette période, des fluctuations quantiques se dilatent et se traduisent comme des fluctuations classiques de la densité d'énergie. Puisque les fluctuations quantiques se produisent durant toute la période inflationnaire, les fluctuations classiques de la densité ont un spectre qui couvre toutes les échelles de longueur. La connaissance de ce spectre peut grandement aider à préciser le scénario inflationnaire qui fut récemment encore davantage conforté par la mise en évidence de très fines anisotropies du rayonnement fossile ($\delta T/T \sim 10^{-5}$) indépendantes de la séparation angulaire ($7^\circ < \theta < 90^\circ$) par le satellite COBE. C'est pourquoi des expériences futures [22] vont effectuer des nouvelles mesures de ces anisotropies avec une résolution accrues, afin de préciser le modèle formel qui est associé à l'inflation ; les mesures récentes de l'expérience BOOMERanG sont compatibles avec des modèles inflationnaires simples [21]. Ces fluctuations de densité se traduisent par l'existence actuelle de structures à grandes échelles dans l'univers telles que les galaxies.

La conséquence de l'exponentiation du facteur d'échelle durant la période inflationnaire est la relative insensibilité de ce mécanisme aux conditions initiales et la prédiction d'un univers plat et homogène et donc un univers de densité critique puisque la courbure de l'espace est liée au paramètre de densité cosmologique. Le lien entre l'inflation et l'existence de matière noire est donc établi. Il est néanmoins possible de fabriquer des scénarios inflationnaires avec une densité sous-critique, mais dans ce cas on perd quelque peu la naturalité du processus en devant ajuster de façon précise la durée de cette période.

L'inflation est liée à plusieurs égards à la baryogénèse en procurant les conditions initiales à certains de ses mécanismes et en notant que les quelconques asymétries qui préexistent à cette période sont totalement diluées, donc un mécanisme de baryogénèse devrait trouver sa réalisation ultérieurement.

Concrètement, le moteur de l'inflation serait un champ cosmique scalaire réel ϕ (un champ d'inflaton) avec la densité lagrangienne

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\phi_{,\alpha} g^{\alpha\beta} \phi_{,\beta} - V(\phi) \tag{1.26}$$

qui subit à une certaine température une brisure spontanée de symétrie. Etudions comment de ce simple modèle peut résulter une pression négative.

En utilisant la métrique FRW, on obtient l'équation d'onde suivante

$$\ddot{\phi} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\phi} - \frac{\nabla^2\phi}{a^2} = -\frac{dV}{d\phi}. \tag{1.27}$$

En considérant le champ homogène, les dérivées spatiales peuvent être négligées ; il en résulte les densité et pression

$$\rho_\phi = \dot{\phi}^2/2 + V, \tag{1.28}$$

$$p_\phi = \dot{\phi}^2/2 - V. \tag{1.29}$$

Donc si on fixe les conditions initiales pour que les dérivées temporelles soient petites comparées au potentiel, on obtient les conditions d'inflation. Un potentiel de la forme $V = A\exp(b\phi)$ peut aussi être choisi, il produit également une solution du type $a \propto t^n$.

Dans ce scénario, la période inflationnaire se termine lorsque ϕ approche un minimum profond du potentiel $V(\phi)$ et qu'il y a un transfert de l'énergie potentielle du champ en sa composante d'énergie cinétique. Puis en des excitations des autres champs qui couplent avec ϕ. L'univers supposé dominé par l'énergie du champ ϕ pendant l'inflation est ensuite dominé par l'entropie [3], condition initiale au modèle d'univers considéré jusqu'à présent. Si le champ ϕ est actuellement homogène avec la valeur $V_0 \neq 0$, minimum du potentiel $V(\phi)$, l'énergie qu'il porte agit comme une constante cosmologique.

Remarque à propos de la constante cosmologique [17, 19] : le calcul de la densité d'énergie du vide, en supposant que sa contribution ne dépasse pas la densité critique, produit la borne supérieure

$$|\rho_{\text{vide}}| < 10^{-47}\,\text{GeV}^4$$

alors que la prédiction selon le modèle standard diffère de $50 - 100$ ordres de grandeurs. Cela pose la question suivante, à savoir si la contribution de la constante cosmologique est plutôt proche de la densité critique et devient extrêmement importante pour comprendre l'évolution de l'univers ou si au contraire elle est nulle et ne l'affecte pas. Dans tous les cas, un problème de taille subsiste encore actuellement et sa résolution [18] pourrait bien aider à comprendre si la contribution de l'énergie du vide est cosmologiquement importante ou non.

[3] La conversion de l'énergie du champ ϕ en entropie à la fin de l'inflation réchauffe un univers froid car l'entropie a été complètement diluée durant cette période. C'est le *réchauffement*.

1.3 La baryogénèse

1.3.1 Introduction

Les tests observationnels de la présence d'antimatière excluent une présence de larges quantités d'antimatière dans notre voisinage [58]

- Notre système solaire est composé de matière, on en a des évidences directes en foulant le sol de la Lune ou en étudiant la composition des rayons cosmiques et des évidences indirectes comme l'absence de signature γ qui résulterait de l'anihilation des particules de vent solaire à la surface des planètes.
- Notre galaxie aussi est composée de matière, de nouveau l'étude des rayons cosmiques et du rayonnement résultant de l'anihilation d'une particule avec une antiparticule permet de l'affirmer
- Les arguments à faire valoir pour exclure la présence d'antimatière à des échelles supérieures sont essentiellement les mêmes, et il est généralement admis que notre essaim local est composé de matière

Plus récemment, en s'appuyant sur la compilation de mesures du spectre diffus (principalement les expériences HEAO et EGRET), un univers $\mathcal{B} = 0$ sur une échelle de distance de l'ordre de $\lesssim$ Gpc [71], semble exclu. Les arguments sont basés sur la signature visible que devrait produire l'anihilation matière-antimatière sur les murs de domaines dans le spectre diffus de rayons gamma, après que soit démontré l'existence d'une "ère d'inévitable anihilation", située entre la recombinaison et la formation des structures. Cohen et De Rújula calculent aussi une limite sur les anisotropies du fond microondes pour exclure un univers symétrique jusqu'à la taille de l'horizon [72], mais qui se situe à un niveau bien en-dessous des limites expérimentales actuelles ($\delta T/T \sim 10^{-7}$), mais de telles sensibilités seront accessibles avec de futures expériences (INTEGRAL pour une mesure très précise du rayonnement diffus entre 10 keV et 10 MeV qui comblera principalement les lacunes entre 1 et 10 MeV, et la future COBE (COsmic Background Explorer) destinée à mesurer l'amplitude des anisotropies du rayonnement fossile avec une résolution $\delta T/T \sim 10^{-7}$). Néanmoins un univers asymétrique avec de larges quantités d'antimatière n'est pas exclu [24].

La détection directe d'antimatière extragalactique pourrait être rendue plus laborieuse, dû à l'existence d'un vent galactique, actuellement privilégié dans de nombreux modèles [83, 87]. Néanmoins, on ne s'attend guère à une réduction du flux extragalactique qui soit supérieure à un ordre de magnitude. Ainsi, la détection d'antinucléons ne serait pas autrement compromise.

La détection directe d'antimatière extragalactique pourrait être rendue aléatoire par l'existence d'un champ magnétique à l'échelle de l'essaim de galaxie, nous y reviendrons dans une section ultérieure.

Des arguments forts existent donc pour exclure un univers symétrique jusqu'à des distances cosmologiquement significatives mais ils ne fournissent malgré tout aucune évidence à une asymétrie baryonique universelle : de l'antimatière à grande échelle n'est pas exclue.

Puisqu'il existe de fortes évidences en faveur d'un univers symétrique au moment du Big Bang, il faut trouver une façon de générer cette asymétrie dynamiquement au cours de l'histoire de l'univers, selon un mécanisme dit de **baryogénèse**. On appelle scénario de baryogénèse un modèle dans lequel a lieu un mécanisme de baryogénèse. Les scénarios de baryogénèse jouent sur deux fronts : certains essaient d'éliminer l'antimatière globalement, d'autres tentent de trouver des mécanismes pour confiner l'antimatière et la matière dans des régions séparées de l'espace (domaines). Tous font actuellement appel à de la nouvelle physique et sont de ce fait tous extrêmement spéculatifs, deux classes sont à distinguer

- **les scénarios de baryogénèse locale**, la matière et l'antimatière sont confinées en des lieux distincts
- **les scénarios de baryogénèse globale**, la matière l'emporte définitivement sur l'antimatière qui ne survit que marginalement en tant que composante résiduelle

Pour illustrer le problème qui se pose si on ne fait pas recours à un scénario de baryogénèse, considérons un univers en équilibre thermique où règnent en nombres sensiblement égaux des baryons, des antibaryons et des photons, on a la réaction d'équilibre

$$\gamma + \gamma \leftrightarrow \mathrm{b} + \bar{\mathrm{b}}. \tag{1.30}$$

Lorsque l'univers refroidit et atteint la température $T \sim 1\,\mathrm{GeV}$, le processus d'anihilation prend le pas sur celui de création et le nombre de baryons diminue selon la loi de Maxwell-Boltzmann

$$\frac{n_{\mathrm{b}}}{n_\gamma} \simeq \frac{n_{\bar{\mathrm{b}}}}{n_\gamma} \simeq (\frac{m_{\mathrm{b}}}{T})^{3/2} \exp^{-\frac{m_{\mathrm{b}}}{T}}$$

jusqu'au moment où le taux d'anihilation Γ_{an} est comparable au taux d'expansion de l'univers H. De cette façon, on prédit une valeur asymptotique

$$\frac{n_{\mathrm{b}}}{n_\gamma} \approx \frac{n_{\bar{\mathrm{b}}}}{n_\gamma} \approx 10^{-19},$$

neuf ordres de grandeur plus faible que la fraction baryonique η qui découle de l'étude de la nucléosynthèse primordiale. Le mécanisme de baryogénèse a donc pour tâche de limiter la production d'entropie.

Cette contradiction apparente exprime que l'univers n'a pas suivi lors de son évolution cette voie naïve et que tôt dans son histoire il s'est produit un confinement de la matière et de l'antimatière dans des domaines séparés, ou que l'antimatière, suite à un déséquilibre entre le nombre de baryons et d'antibaryons, ait été totalement anihilée, ne laissant survivre qu'un monde de matière. En d'autres mots, il s'est produit une baryogénèse.

Tous les scénarios de baryogénèse font appel à de la nouvelle physique ; néanmoins, il peut ne s'agir d'implémenter que des modifications mineures au modèle standard de la physique des particules. Par exemple il ressort de l'étude de la transition de phase électro-faible que de simples extensions du modèle standard pourraient s'avérer suffisantes pour expliquer l'asymétrie baryonique de l'univers, rendues d'autant plus attractives dans une perspective expérimentale : les prédictions peuvent être testées à court terme.

Historiquement, les scénarios de baryogénèse étaient basés sur les modèles de grande unification mais l'asymétrie qui en résulte se heurte à sa difficile préservation ultérieure, par un phénomène d'amortissement de l'asymétrie à l'époque électro-faible. De même, il faut également étudier soigneusement les modèles de baryogénèse électro-faible qui ne sont pas exempts de tels amortissements.

Avant de présenter les concepts généraux qui sont à l'œuvre dans quelques-uns de ces scénarios, nous allons regarder les conditions minimales nécessaires pour les concevoir.

1.3.2 Les critères de Sakharov

Avant que Sakharov ne réalise l'idée élégante qu'il fut possible de générer dynamiquement des baryons à partir d'une situation symétrique [35], la baryogénèse résultait très peu naturellement de conditions initiales très précisément réglées. Les trois conditions élaborées par Sakharov à satisfaire pour qu'il se produise dynamiquement une baryogénèse globale s'énoncent ainsi

- Violation du nombre baryonique $\mathcal{B}$. Cette première de ces conditions paraît évidente, puisque si initialement, l'univers est symétrique, il est nécessaire d'introduire la violation du nombre baryonique pour évoluer vers un univers asymétrique
- Violation des symétries $\mathcal{CP}$ et de $\mathcal{C}$. Ce second critère introduit qualitativement une distinction absolue entre la matière et l'antimatière. En l'absence de ces violations, les processus qui violent $\mathcal{B}$ se produisent à la même fréquence que les processus inverses et une asymétrie ne peut donc pas se développer, ceci nous mène à la troisième condition
- Evolution hors de l'équilibre thermique. L'évolution hors équilibre thermique est requise, car elle permet de favoriser certains processus afin que le gain baryonique selon un processus ne soit pas également contrebalancé par son processus inverse qui balaierait ainsi tout gain net ($\mathcal{B}$ est impaire sous $\mathcal{CPT}$, donc la moyenne thermique est nulle)

Discutons en davantage de détails les deux premiers critères dans différents contextes.

Les théories de grande unification (GUT)

La violation de $\mathcal{B}$

Les interactions fondamentales dans les théories de grande unification sont décrites par un groupe de jauge unique G qui contient les groupes de jauge du modèle standard. A l'échelle d'énergie $M_{GUT} \sim$

10^{16} GeV, à laquelle les constantes de couplage sont unifiées, se produisent des brisures spontanées successives de symétrie qui aboutissent au groupe de jauge du modèle standard

$$G \to \cdots \to SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y .$$

L'unification des constantes de couplage avec le groupe de symétrie G reste une des motivations principales des théories de grande unification. La violation de $\mathcal{B}$ au sein de ces théories est très naturelle puisque les champs de matière leptoniques et baryoniques doivent coexister au sein d'une représentation irréductible quelconque. Il est donc possible que des bosons soient les médiateurs de force entre des fermions qui portent un nombre baryonique différent. Dans $G = SU(5)$, la différence entre le nombre baryonique et le nombre leptonique est conservée, ce qui n'est pas le cas lorsque le choix se porte sur $G = SO(10)$, nous reviendrons sur cette propriété plus tard.

La violation $\mathcal{CP}$

La violation $\mathcal{CP}$ provient des termes d'interférences des diagrammes en boucle. Dans le cadre de la baryogénèse, cela est intéressant lorsque survient la désintégration d'un boson qui ne conserve pas $\mathcal{B}$. Dans le cas de SU(5), ce sont les deux bosons de jauge X et Y (sans tenir compte d'un boson scalaire), appelés *leptoquarks*, et leur diagramme de désintégration à une boucle qu'il faut considérer. Ce type de scénarios est discuté dans [56, 57].

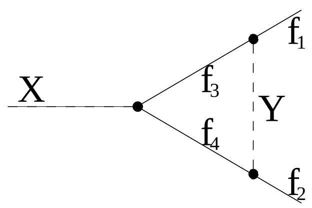


FIG. 1.2 – Désintégration d'un boson qui satisfait aux deux premiers critères de Sakharov dans le cadre d'un modèle simplifié de $SU(5)$ avec deux bosons de jauge X et Y. Une discussion d'un tel modèle est discutée en détails par Kolb et Turner [5].

Le modèle standard

La violation de $\mathcal{B}$

La dynamique du modèle standard n'est pas totalement décrite par le développement perturbatif. Des effets non perturbatifs (les instantons) peuvent donner lieu à des processus qui, de fait, violent les symétries associées aux nombres fermioniques (les nombres baryonique et leptonique) [32], puisque ceux-ci ne sont pas protégés par une symétrie de jauge. Ces processus sont aujourd'hui supprimés mais il n'est pas exclu que dans le plasma primordial, à haute température, ils aient joué un rôle très significatif, tout spécialement pour la baryogénèse. Nous y reviendrons brièvement lorsque nous aborderons la baryogénèse électro-faible.

Les violations $\mathcal{C}$ et $\mathcal{CP}$

Dans le modèle standard, la symétrie $\mathcal{C}$ est violée de façon maximale. De plus, on observe que $\mathcal{CP}$ n'est pas une symétrie exacte des interactions faibles et est observée dans les désintégrations semi-leptoniques avec la légère asymétrie $K_L^0 \to \pi^{\pm} l^{\mp} \nu$

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \to \pi^+ l^- \nu) - \Gamma(K_L^0 \to \pi^- l^+ \nu)}{\Gamma(K_L^0 \to \pi^+ l^- \nu) + \Gamma(K_L^0 \to \pi^- l^+ \nu)} \sim 3.3 \cdot 10^{-3}.$$

La première évidence de la violation $\mathcal{CP}$ fut l'observation en 1964 de la désintégration du K_L^0 en la paire 2π [16]. La violation $\mathcal{CP}$ entre dans le modèle standard comme une simple phase dans la matrice de mélange des quarks de Kobayashi-Maskawa. Dans un contexte de baryogénèse, la violation $\mathcal{CP}$ observée est beaucoup trop petite pour rendre compte de l'asymétrie baryonique de l'univers. Les systèmes de B offriront bientôt l'excitante perspective de tester l'asymétrie de désintégration du B qui serait très petite : si tel n'est pas le cas, *il se pourrait* que de la nouvelle physique en soit à l'origine, offrant de nouvelles voies à une explication de l'asymétrie baryonique de l'univers.

Les modèles supersymétriques

La violation de $\mathcal{B}$

Une des caractéristiques des théories supersymétriques est l'existence des directions plates du potentiel scalaire dans l'espace des champs. Lorsque la supersymétrie est brisée, ces directions privilégiées disparaissent et sont alors pentues. Un champ qui réside en un point le long d'une de ces directions se retrouve après brisure de supersymétrie à une valeur de potentiel non nulle. Dans les extensions supersymétriques du modèle standard, il peut y avoir de telles directions plates associées à un nombre fermionique. Nous allons revenir sur cette étonnante possibilité dans la section dédiée à la baryogénèse de Affleck-Dine.

La violation $\mathcal{CP}$

Les extensions du modèle standard fournissent en général de nouvelles sources de violation $\mathcal{CP}$, cela est aussi vrai pour les extensions supersymétriques.

Le troisième critère de Sakharov

L'évolution hors équilibre thermique est requise, car elle permet de favoriser certains processus afin que le gain baryonique selon un processus ne soit pas également contrebalancé par son processus inverse qui balaierait ainsi tout gain net ($\mathcal{B}$ est impaire sous $\mathcal{CPT}$, donc la moyenne thermique est nulle), comme dans l'exemple suivant dont s'inspire largement le mécanisme historique de baryogénèse de grande unification :

Soit une particule X, impliquée dans des processus de désintégrations qui violent $\mathcal{B}$ et $\mathcal{CP}$. Lorsque la température atteint le seuil $T \sim M_{\mathrm{X}}$ au-dessus duquel il y a équilibre production - désintégration de cette particule, la réaction de production devient défavorisée par rapport à la réaction de désintégration ; dès lors, il peut y avoir une variation nette du nombre baryonique [55], proportionnelle à l'amplitude de violation $\mathcal{CP}$.

1.3.3 La baryogénèse de grande unification

Nous allons discuter d'un modèle de baryogénèse de grande unification, appelé **baryogénèse par désintégration de particules lourdes hors équilibre**. Considérons un modèle dans lequel un leptoquark X est impliqué dans des réactions qui violent le nombre baryonique

$$\mathrm{X} \to \mathrm{qq}, \quad \mathrm{X} \to \bar{\mathrm{q}}\mathrm{l}, \quad |\Delta B| = 1 \tag{1.31}$$

$$\bar{\mathrm{X}} \to \bar{\mathrm{q}}\bar{\mathrm{q}}, \quad \bar{\mathrm{X}} \to \mathrm{q}\bar{\mathrm{l}}, \quad |\Delta B| = 1 \tag{1.32}$$

seules autorisées, avec les taux de branchement

$$\Gamma_{\mathrm{X}\to\mathrm{qq}} = r, \quad \Gamma_{\mathrm{X}\to\bar{\mathrm{q}}\mathrm{l}} = 1 - r \tag{1.33}$$

$$\Gamma_{\bar{\mathrm{X}}\to\bar{\mathrm{q}}\bar{\mathrm{q}}} = \bar{r}, \quad \Gamma_{\bar{\mathrm{X}}\to\mathrm{q}\bar{\mathrm{l}}} = 1 - \bar{r}. \tag{1.34}$$

Dans le cas où les symétries $\mathcal{C}$ et $\mathcal{CP}$ sont violées, r et $\bar{r}$ peuvent être différents $r - \bar{r} = \epsilon$, mais les masses des particules et des antiparticules ainsi que leur largeur de désintégration totale sont rigoureusement identiques en vertu de la symétrie $\mathcal{CPT}$ qui est valable pour toute théorie invariante de Lorentz à énergie définie positive satisfaisant la relation habituelle spin - statistique. On distingue trois processus qui violent le nombre baryonique :

- la désintégration, de taux Γ_D
- la désintégration inverse, de taux Γ_{ID}, exponentiellement supprimée dès que la température est en deçà de m_{X} par un facteur de Boltzmann
- la diffusion, de taux Γ_S

L'expansion de l'univers, accompagnée d'une chute de la température, est le moteur nécessaire de la rupture de l'équilibre thermique. Dès que la température passe en-dessous de m_{X}, le taux de désintégration inverse devient plus faible que le taux de désintégration et peut aboutir à une situation momentanément hors équilibre concrétisée par une surabondance des bosons X et $\bar{\mathrm{X}}$.

Pour étudier l'évolution de ce système, on utilise le formalisme des équations de Boltzmann [5] d'où il ressort que l'évolution de ce système est caractérisée par trois régimes qualitativemement différents

- $\Gamma_D >> H$, il n'y a jamais surabondance et l'écart à l'équilibre est inconséquent
- $\Gamma_D \simeq H$, c'est le régime intéressant qui optimise la fraction baryonique finale, si on ne néglige pas le processus d'anihilation $X\bar{X}$
- $\Gamma_D << H$, l'asymétrie baryonique créée est conséquente mais néanmoins pas optimale due à la persistance des processus d'anihilation $X\bar{X}$

La production d'entropie qui accompagne ces désintégrations fut négligée. Il faut pourtant en tenir compte si les particules X sont les seules à produire l'entropie de l'univers.

On constate par cette discussion à propos des conséquences de l'importance relative des divers processus qui amortissent ou au contraire qui renforcent l'asymétrie baryonique, que le formalisme des équations de Boltzmann est nécessaire à mettre en lumière le jeu complexe des divers processus concurrents qui déterminent l'évolution de l'asymétrie baryonique. En résumé, d'une part pour créer une asymétrie baryonique, les critères de Sakharov doivent être satisfaits ; d'autre part, une asymétrie baryonique préexistante peut être totalement balayée dans une système à l'équilibre, où il existe des processus qui ne conservent pas le nombre baryonique (car les distributions à l'équilibre des particules et des antiparticules associées sont identiques, cela découle de leur masse égale en vertu de $\mathcal{CPT}$). Donc un modèle de baryogénèse doit non seulement être à même de générer une asymétrie baryonique mais aussi de se prémunir de son amortissement ultérieur. Dans les scénarios dits de **baryogénèse électro-faible**, qui seront esquissés dans une section suivante, une asymétrie baryonique préexistante disparaît certainement et il s'agit de définir un mécanisme afin de créer l'asymétrie baryonique finale : il se peut que dans l'histoire thermique de l'univers, il y ait plusieurs époques qui voient l'asymétrie baryonique évoluer.

Il est important de souligner l'importance de l'existence de **modes non thermaux** [4] présents dans de nombreux modèles, par exemple le modèle de grande unification $SU(5)$. Ce modèle a une symétrie globale $B-L$, donc $n_B - n_L$ est conservé : n_B et n_L vont évoluer tout en respectant cette symétrie. Si on a une condition initiale $n_B - n_L = N \neq 0$, n_B et n_L vont pouvoir traverser une période d'amortissement important et survivre, en revanche le mode $n_B + n_L$ sera amorti (mode thermal). Le mode non thermal $B - L$ est donc la persistance des asymétries B et L qui est due à la loi de conservation résultant de la symétrie globale $B - L$. L'existence de plusieurs de ces modes est importante car ils protègent une asymétrie baryonique d'un amortissement dans une période ultérieure (par exemple, actuellement, puisque les violations des nombres fermioniques sont supprimées, $\mathcal{B}$ et $\mathcal{L}$ sont des modes non thermaux, ce qui n'a vraisemblablement pas toujours été le cas). Notons encore que dans le cas d'une période inflationnaire, il est très difficile de justifier la condition initiale $n_B - n_L = N \neq 0$.

Pour conclure, ce sont là les faiblesses du scénario de baryogénèse de grande unification (ou par désintégration de particules lourdes hors équilibre) résumées ainsi

- la production d'entropie à des températures bien en-dessous de la température de grande unification peut être significative
- les modèles inflationnaires rendent difficile un "réchauffement" à des températures aussi élevées que celle qui régnait durant la période de grande unification

qui ont motivé la recherche de mécanismes de baryogénèse à plus basses températures.

1.3.4 La baryogénèse électro-faible

Dans le modèle standard, le nombre baryonique n'est pas conservé à cause de la présence de l'anomalie quantique chirale. L'existence de cette anomalie, dont les effets sont supprimés à basse température, est liée à la structure du vide très riche des théories de jauge non abéliennes [32] : il existe des vides qui sont topologiquement inéquivalents et la transition d'un vide à un autre topologiquement inéquivalent est accompagnée d'un changement du nombre baryonique (due à l'existence d'une configuration statique instable de champs appelée *sphaléron*) [33, 34, 31]. Cet effet serait non supprimé au delà de la température de transition électro-faible et pourrait jouer un rôle déterminant dans son voisinage. On ne va pas discuter plus avant de ce sujet compliqué, mais nous retiendrons que lorsqu'il sera question de *sphaléron*, ce sera en référence à un processus qui viole le nombre baryonique. En conjuguant cette non conservation du nombre baryonique aux violations des symétries $\mathcal{C}$ et $\mathcal{CP}$ familières dans le cadre du modèle standard et

[4] Le sens de ce terme se laisse aisément deviner en lisant la suite.

à une transition de phase *suffisamment* [5] de premier ordre, les critères de Sakharov sont satisfaits et il peut se produire une baryogénèse selon le mécanisme original [41] qui sera brièvement décrit. Le succès de ce mécanisme dans la littérature actuelle est dû au problème de l'amortissement d'une asymétrie baryonique antérieure par les sphalérons. Les contraintes expérimentales actuelles déjà restreignent les scénarios envisageables, ce qui contribue à les rendre attractifs.

Pour que la transition électro-faible soit de premier ordre dans le cadre du modèle standard minimal (MSM), il faudrait un boson de Higgs de masse bien en-dessous des limites expériementales ($m_H <$ 45 GeV). Engendrer l'asymétrie baryonique de l'univers dans ce cadre est donc exclu d'un point de vue **qualitatif** : en effet, dans le MSM, la transition de phase est de deuxième ordre et aucune asymétrie baryonique n'est générée. Mais des extensions du secteur de Higgs ou supersymétrique du MSM sont à même d'expliquer l'asymétrie baryonique de l'univers [50, 51]. L'extension du secteur de Higgs en y ajoutant un doublet est à la limite de viabilité ($m_H <$ 115 GeV) [40, 48], ainsi en est-il des extensions supersymétriques minimales [47].

L'idée de la baryogénèse électro-faible, illustrée sur le dessin de la *fig. 1.3*, est de considérer l'époque de la transition de phase électro-faible, alors que se produit une brisure spontanée de la symétrie lors de laquelle les particules acquièrent leur masse. A l'approche de la température critique de la transition de phase électro-faible ($\sim$ 100 GeV), il se produit la nucléation de l'univers : des bulles dont l'intérieur est dans la phase brisée, avec une paroi sur la largeur de laquelle le champ de Higgs acquiert sa valeur d'expectation, avec la phase symétrique à l'extérieur. Cette période durant laquelle coexistent ces deux phases est cruciale pour générer l'asymétrie baryonique de l'univers. Supposons une violation $\mathcal{CP}$ effective sur l'épaisseur de la paroi de ces bulles. Il résulte qu'une particule dans la phase symétrique qui rencontre cette paroi peut avoir des probabilités de transmission et de réflexion légèrement différentes de celles de son antiparticule. Si les baryons sont favorisés pour pénétrer la phase brisée présente à l'intérieur de la bulle, à l'extérieur de la bulle devrait subsister plus d'antibaryons que de baryons (plus précisément, les baryons gauchers réfléchis contre la paroi deviennent de baryons droitiers et les antibaryons droitiers deviennent des antibaryons gauchers. Il se trouve donc à proximité de la paroi extérieure un excédent de baryons gauchers sur les antibaryons gauchers, et vice-versa pour les particules droitières). Mais pourtant cet excès est balayé par les sphalérons qui effacent rapidement l'asymétrie antibaryonique qui tend à se développer à l'extérieur de la bulle, c'est-à-dire les sphalérons tendent à gommer une quelconque différence de potentiel chimique associé aux baryons et aux antibaryons, à étouffer l'augmentation locale de l'énergie libre en détruisant une quelconque asymétrie baryonique. D'autre part, seulement s'il s'agit d'une transition de premier ordre, la violation de $\mathcal{B}$ peut être très

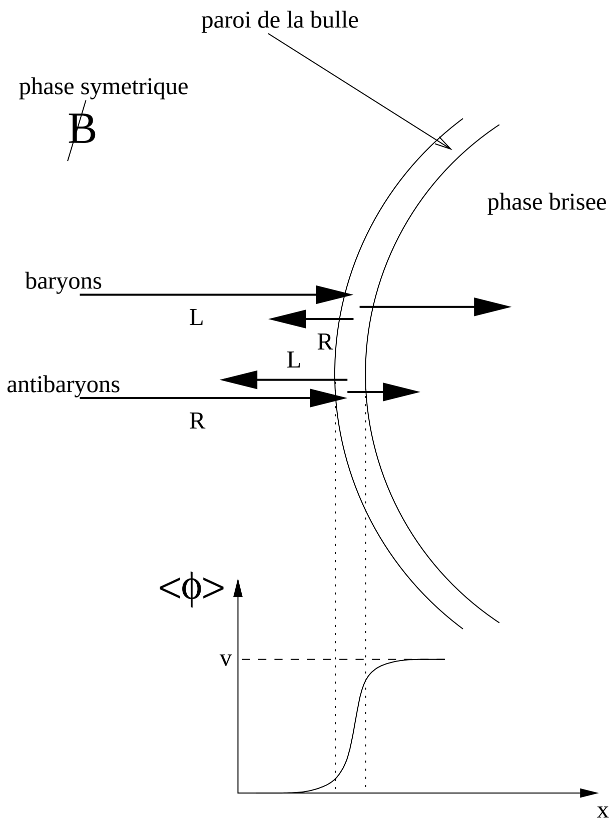


FIG. 1.3 – Illustration du mécanisme de baryogénèse électro-faible : dans le cas d'une transition de phase de premier ordre, la violation du nombre baryonique n'est pas effective à l'intérieur de la bulle et l'excès de baryons transmis dans la phase brisée constitue l'asymétrie baryonique de l'univers.

[5]Si une quantité (le paramètre d'ordre) subit un changement discontinu lors d'une transition de phase, cell-ci sera de premier ordre, si elle n'est que non dérivable, la transition de phase sera de deuxième ordre. Dans notre cas, le paramètre d'ordre est la valeur d'expectation du vide (VEV) du champ de Higgs ; si lors de la transition de phase, cette VEV a un changement abrupt, il peut se produire un écart à l'équilibre qui soit significatif, ceci est le cas si $v(T_c)/T_c \gtrsim 1$.

fortement supprimée à l'intérieur des bulles en expansion qui englobent rapidement l'univers entier. Donc les ingrédients nécessaires à une baryogénèse de ce type sont d'une part des processus de violation de $\mathcal{B}$ et de $\mathcal{CP}$ et d'autre part un non équilibre thermique qui s'exprime via une transition de premier ordre, une transition de second ordre étant trop douce pour s'écarter de façon notable de l'équilibre thermique. Notons qu'il n'est pas nécessaire que les violations $\mathcal{CP}$ et $\mathcal{B}$ s'exercent au même endroit et en même temps, la violation de $\mathcal{B}$ n'intervient que pour convertir l'asymétrie des nombres quantiques (générée par $\mathcal{CP}$) autres que le nombre baryonique en asymétrie baryonique. A l'intérieur de la bulle, les baryons et les antibaryons s'anihilent et produisent de l'entropie, l'excédent de baryons forme la matière de l'univers.

Citons une variante à ce scénario de baryogénèse, appelé baryogénèse par leptogénèse (discutées par exemple dans [52], où les processus intéressants à considérer impliquent des leptons plutôt que des baryons. Le résultat final est le même puisque $B - L$ est conservé par les sphalérons. Une revue très claire pour non spécialistes de la baryogénèse électro-faible [42] existe. Les références [53, 43, 44, 61, 46, 23, 54, 49] aident à compléter le tableau.

Faire appel à des extensions du modèle standard est intéressant car de nouvelles sources de violation $\mathcal{CP}$ peuvent y être incorporées, en particuler avec une dépendance spatiale. De plus, ce phénomène d'éradication d'une quelconque asymétrie baryonique par les sphalérons, et qui semble inévitable, invite à ces extensions puisqu'il faut impérativement que le modèle prédise une transition de phase de premier ordre, tout en restant au delà des limites expérimentales. En conclusion, si nous voulons rester indépendants de conditions initiales très spéciales, protégées par des modes non thermaux, alors un modèle alternatif à celui-ci devra encore faire face à cette violation de $\mathcal{B}$ effective jusqu'à ces températures très basses. Nous allons tout de suite constater qu'il existe un tel scénario et que de plus l'asymétrie baryonique qu'il génère peut être locale.

1.3.5 Le mécanisme de Affleck-Dine [63]

Soit un champ ϕ à la fin de l'inflation dont la valeur d'expectation est grande. Cela est plausible car il existe en supersymétrie des directions privilégiées de potentiel nul, c'est-à-dire qu'une combinaison de champs qui se trouve le long d'une de ces directions se comporte comme un champ de masse nulle et les fluctuations quantiques de ce champ peuvent être très grandes le long d'une de ces directions et le développement de la VEV peut être considérable à la fin de l'inflation. Supposons que à cette combinaison contribuent des champs scalaires qui portent une charge fermionique (baryonique et/ou leptonique). Lorsque la brisure de supersymétrie se produit, les directions plates du potentiel disparaissent et l'évolution du champ sera accompagnée d'une charge baryonique lors de son retour à l'origine.

Considérons le potentiel suivant

$$V(\phi) \gtrsim m^2|\phi|^2 + \lambda(\phi^4 + \phi^{*4}).$$

Ce potentiel est invariant sous la transformation $\mathcal{CP}$

$$\phi \leftrightarrow \phi^*$$

si $\lambda \in \Re$. Dû à la présence du terme quartique, le courant $j_B^\mu = i(\phi^* \partial^\mu \phi - \phi \partial^\mu \phi^*)$, interprété comme le nombre baryonique n'est pas conservé. Admettons pour la suite que λ est "petit". L'évolution du champ ϕ soumis à ce potentiel peut mener à la création locale d'une densité baryonique. Supposons que à la fin de l'inflation,

$$\phi = i\phi_0, \tag{1.35}$$
$$\dot{\phi} = 0, \tag{1.36}$$

et étudions l'équation d'évolution

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0.$$

Lorsque très tôt $H \gg m$, le comportement est dominé par le second terme et la valeur de ϕ est gelée (oscillateur suramorti). Plus tard, lorsque $H \ll m$, ϕ commence à osciller. Il faut distinguer les comportements à grands temps ($t \gg m^{-1}$) de la partie imaginaire dans une approximation linéarisée (ϕ_0

suffisement petit)

$$\phi_I(t) \simeq \begin{cases} \frac{\phi_0}{mt}\sin(mt) \\ \\ \frac{\phi_0}{(mt)^{3/4}}\sin(mt - \frac{3}{8}\pi), \end{cases}$$

selon que l'univers est dominé par la matière ($H = 2/(3t)$) ou dominé par le rayonnement ($H = 1/(2t)$ respectivement. De même, toujours dans cette approximation, le comportement de la partie réelle à grands temps

$$\phi_R(t) \simeq \begin{cases} \frac{a_m \lambda \phi_0^3}{m^3 t}\sin(mt + \delta_m), \\ \\ \frac{a_r \lambda \phi_0}{m^2 (mt)^{3/4}}\sin(mt + \delta_r). \end{cases}$$

De là, on déduit le nombre baryonique, valable dans ces approximations

$$n_B \simeq \begin{cases} \frac{2a_m \lambda \phi_0^4}{m(mt)^2}\sin(\delta_m), \\ \\ \frac{2a_r \lambda \phi_0^4}{m(mt)^2}\sin(\delta_r + \frac{1}{8}\pi), \end{cases}$$

c'est-à-dire le nombre baryonique à l'intérieur d'un volume comobile est constant. Les paramètres $a_m, a_r, \delta_m, \delta_r$ sont de l'ordre de l'unité [63] et pour $\lambda\phi_0 \gtrsim 1$, le nombre baryonique par particule est d'ordre 1. Donc, si la VEV de ϕ est très grande après l'inflation, il est possible que le nombre baryonique qu'il porte soit grand et que la désintégration de ce champ produise l'asymétrie baryonique de l'univers. Le traitement complet quantitatif de ce mécanisme permet de rendre compte d'une très large fourchette de valeurs de la fraction baryonique, allant de l'ordre de l'unité à la valeur sans baryogénèse (anihilation des baryons et expansion de l'univers en concurrence).

Durant la période inflationnaire, le champ ϕ se déplace le long des vallées de potentiel à de lointaines distances de l'origine. Lorsque cette période est terminée, le champ ϕ se relaxe et rejoint l'origine. Dû aux fluctuations quantiques, le champ ϕ a une composante transverse à la direction plate qui est non nulle, à l'origine de la génération de l'asymétrie baryonique. L'énergie de cette composante de mouvement transverse à la direction de la vallée est proportionnelle à H^4. Lorsque le champ ϕ se rapproche de l'origine, le potentiel devient approximativement sphérique et ϕ acquiert un moment angulaire qui produit un courant baryonique net, puis se désintègre en fermions qui donne lieu à l'asymétrie baryonique de l'univers, même si à ce moment le nombre baryonique est conservé. Une image pour comprendre ce mécanisme est de se représenter le champ ϕ comme une particule dans un potentiel sphérique avec un coefficient de friction H. Dans les vallées du potentiel, la particule oscille et le signe de son moment angulaire change de signe, l'analogue à la charge baryonique. Lorsqu'elle atteint la partie sphérique du potentiel, proche de l'origine, elle se met à tourner et son moment angulaire est presque conservé, mais le signe est aléatoire dépendant des oscillations initiales durant l'inflation. Le mouvement transverse du champ est amorti par la production de particules, sans asymétrie baryonique nette. Cela permet de diluer l'asymétrie baryonique de l'univers dans de l'entropie et de réduire fortement le moment angulaire du champ lorsque celui-ci se rapproche de l'origine, ce qui résoudt le problème à priori d'une trop importante fraction baryonique. Dans ce modèle, il n'est point besoin de brisure $\mathcal{C}$ et $\mathcal{CP}$ qui soient explicites, ce qui signifie que le signe de l'asymétrie peut avoir un signe différent dans différentes régions de l'espace, l'asymétrie baryonique de l'univers étant globalement nulle. La taille de ces domaines est estimée quelque part [20] et peut se satisfaire de valeurs comprises entre 10 Mpc et 10 Gpc et de la fraction baryonique observée, le problème des murs de domaines qui affectent le fond diffus est évité [71, 72]. En introduisant une violation $\mathcal{CP}$ explicitement dans un modèle [67], il est facile de créer une nette asymétrie baryonique de l'univers.

Nous allons admettre ce résultat. La façon intuitive de se représenter cette grande valeur s'appuie sur les fluctuations quantiques le long de ces directions plates qui peuvent être très grandes puisque les champs de squarks et de sleptons sont alors essentiellement de masses nulles. Ce phénomène de fluctuations quantiques qui se développent durant l'étape inflationnaire est le même que celui à l'origine de la formation de structures ou des anisotropies du rayonnement fossile. M. Dine discute de cela [61] et des directions plates du potentiel dans le cadre du MSSM. Des scénarios alternatifs existent [66]. D'autres références [64, 65] discutent des limitations quant aux valeurs admissibles de la fraction baryonique.

1.3.6 Les univers symétriques

Il s'agit de modèles de baryogénèse locale qui s'appuient sur la constatation que d'aucuns des scénarios de baryogénèse discutés précédemment ne sont à même d'expliquer l'asymétrie baryonique de l'univers sans recourir à de la nouvelles physique et restent donc hautement spéculatifs. La possibililité d'un univers globalement symétrique reste donc ouverte même s'il n'y a pas davantage d'explications convaincantes à la séparation à grande échelle de la matière de l'antimatière (si ce n'est dans le cadre de Affleck-Dine, également spéculatif), ainsi que les fortes réserves qui viennent de l'apparente incompatibilité d'un univers symétrique avec les déformations au spectre diffus que cela devrait engendrer. Des compromis aux univers symétriques et asymétriques, où un déséquilibre matière - antimatière existerait dans un univers dominé par la matière [24]. Ces variantes, basée sur le mécanisme de Affleck-Dine échappent au problème de la signature de la présence d'îlots d'antimatière (appelés les *antizillah*) dans l'univers sur le spectre diffus, en repoussant les sensibilités expérimentales nécessaires de quelques ordres de grandeur. Dans de tels scénarios, les abondances primordiales pourraient avoir une dépendance spatiale, sujet qui est débattu actuellement (on se référera à [39] et aux références à l'intérieur).

Actuellement, les scénarios possibles n'ont pas fourni une réponse ultime et sont donc ouverts. L'absence apparente d'antimatière à grande échelle dans l'univers reste malgré tout une énigme puisque les modèles qui prédisent son absence (basée sur les propriétés inhérentes de violation CP et de violation du nombre baryonique) ou son existence dans des domaines lointains sont tous spéculatifs. AMS se propose donc de lever une lacune expérimentale dans le cas particulier d'un modèle galactique de type boîte fuyante, où les essaims de galaxies distribués dans notre voisinage seraient tantôt constitués de matière, tantôt d'antimatière, et en incluant un possible vent galactique défavorable. Sa sensibilité serait alors suffisante à détecter de l'antimatière, en provenance de région distante de quelques centaines de Mpc (l'idée est la suivante : la densité de cosmiques intergalactiques (ou inter-essaims), de l'ordre de 10^{-5} de la densité galactique seraient uniformément constituée de matière et d'antimatière ; de cette hypothèse pour un univers symétrique, on en déduit la limite supérieure à la présence d'antimatière). Ceci est discuté en [70]. Néanmoins les articles récents dont il a déjà été fait mention, basé sur l'étude du rayonnement diffus, tendent à limiter fortement cette possibilité ; l'existence d'un champ magnétique à l'intérieur des essaims galactiques serait aussi de nature à amenuiser les chances de succès d'une telle quête, en confinant en leur sein les rayons cosmiques.

Rappelons que la théorie du Big Bang comme origine de l'univers est largement répandue car soutenue par un grand nombre de faits expérimentaux, citons le rayonnement à 3°K ou l'abondance des élements légers par exemple. Dans cette théorie, au commencement est un univers symétrique. Cette symétrie aurait été rompue selon divers mécanismes de baryogénèse pour ne laisser finalement la place qu'à un monde macroscopique de matière. Mais cette dernière assertion n'est soutenue que par l'absence apparente d'antimatière, ce qui ne concerne que des distances de voisinage aussi petite que 10 Mpc. Contrairement à la théorie du Big Bang, les arguments forts qui la soutiennent sont davantage théoriques qu'expérimentaux, puisque même si la plupart des ingrédients nécessaires existent dans les modèles, l'expérience montre que quantitativement le degré de violation CP est trop faible pour rendre compte de l'évolution d'un univers symétrique vers un univers baryonique et que, expérimentalement, il ne saurait être question d'exclure de l'antimatière à de grandes distances. Un modèle de baryogénèse se doit de prédire le rapport baryon/photon, ce qui n'est pas le cas de la plupart des modèles d'univers symétriques [25].

De même qu'il est difficile de construire des modèles de baryogénèse global qui rendent compte de la fraction baryon/photon mais qui sont légitimes puisque l'univers semble ne pas contenir de quantité significative de matière, il est difficile de rendre compte de la création de domaine dont la taille devrait excéder 20 Mpc. Donc les difficultés partagées des modèles décrivant la baryogénèse et la création de domaines nous poussent à ne pas privilégier une classe plutôt qu'une autre. Nous allons donc discuter maintenant de cette classe de modèle en faveur des domaines. Premièrement dans l'univers primordial, il pourrait s'être produit une violation CP de signe différent en différentes régions (à l'instar des domaines magnétiques d'un aimant sans champ magnétique extérieur où les distances corrélation grandissent lorque la température s'approche de la température critique de transition de phase ; la magnétisation totale est nulle mais à l'echelle du cm^3, la magnétisation à une composante nette), puis, à l'ère de l'inflation, ces domaines aurait pu prendre des taille cosmologiques significatives, et cela découlerait une fois encore des propriétés de GUT incluant une brisure de symétrie CP spontanée. Le problème de ces domaines est l'existence de “murs” qui les sépareraient et dû à l'anihilation particules - antiparticules, ils devraient être visibles. La situation est donc confuse aussi bien d'un point de vue théorique qu'expérimental. AMS se propose de remédier à cela en faisant une recherche d'antiions avec une sensibilité de $> 10^4$ des données actuelles. Un ion d'antihélium démontrerait l'existence d'antimatière à grande échelle, un ion de carbone serait la démonstration de l'existence d'étoiles d'antimatière.

Conclusions

Nous avons discuté brièvement des scénarios de baryogénèse qui semblent être les plus prometteurs, tous font appel à de la physique au-delà du modèle standard

- le scénario par désintégration hors équilibre dans le cadre des théories de grande unification
- la baryogénèse électro-faible
- le mécanisme de Affleck-Dine

Il existe d'autres scénarios parmi lesquels

- la baryogénèse par évaporation de trous noirs [69]
- la baryogénèse baryosymétrique [68]
- la baryogénèse spontanée (ou en équilibre thermique) [62]

Pour une revue assez complète et détaillée de ces scénarios, on pourra consulter [20, 59, 60] et plus récemment [52] ainsi que les références à l'intérieur.

Le scénario de baryogénèse par désintégration hors équilibre était plutôt destiné à illustrer les critères de Sakharov et à montrer que le calcul d'une asymétrie baryonique de l'univers est mécanique, il suffit d'implémenter le modèle dans des équations de Boltzmann et de les résoudre, au même titre que pour le calcul de l'abondance des éléments légers à l'aide du modèle de la nucléosynthèse primordiale. Pourtant la physique qu'il contient échappera dans le proche futur à une approche expérimentale et de plus, une asymétrie baryonique de l'univers créée à cette époque pourrait bien être balayée par les sphalérons, à moins qu'une asymétrie B-L soit aussi générée, dans quel cas l'asymétrie serait protégée de l'effet d'amortissement par les sphalérons par la présence de ce mode non thermal. Notons que dans le cadre de $SO(10)$, la non conservation de B-L est possible mais pas dans le cadre de $SU(5)$. La baryogénèse électro-faible, très étudiée ces dernières années, est un mécanisme qui présente l'intérêt de faire appel à de la physique qui est à notre portée expérimentale actuelle et dans le futur proche et des contraintes très sévères sont établies quant à sa viabilité. Le mécanisme de Affleck-Dine, quant à lui, présente l'avantage de ne pas souffrir des aspects quantitatifs quant à la prédiction de la fraction baryonique. Dans certaines de ses variations, il est possible de fabriquer un univers globalement symétrique et localement asymétrique avec des domaines de tailles comprises entre 10 Mpc et 10 Gpc, sans apparition de murs de domaines, et avec la prédiction d'une anisotropie de l'abondance des éléments légers qui pourrait être observable.

Il faut souligner la nécessité de la baryogénèse dans tous les cas, qu'elle soit locale ou globale, puisque sinon la fraction baryonique serait bien plus petite (de ~ 9 ordres de grandeur). Il n'existe actuellement pas une explication mais seulement des explications plausibles et le problème controversé de l'asymétrie baryonique de l'univers n'est de loin pas réglé et reste un des plus brûlants de la cosmologie actuelle. Nous avons vu que la baryogénèse fait appel à la physique des particules qui offre des cadres variés et que à des questions cosmologiques, et à celle de la baryogénèse en particulier, elle sera vraisemblablement en mesure d'apporter des réponses.

1.4 La matière obscure

Le problème de la matière obscure est l'un des plus brûlants en cosmologie et en astrophysique. La controverse originelle est qu'il semble exister beaucoup plus de matière gravitationnelle que de matière lumineuse. Ce n'est pourtant pas le seul aspect du problème.

D'une part, l'évaluation de la matière dans les galaxies en observant les astres lumineux est en contradiction apparente avec les résultats provenant et de la nucléosynthèse primordiale et des courbes de rotation galactique.

D'autre part, les arguments forts qui plaident en faveur de l'inflation favorisent plutôt un univers de densité critique, autrement dit, en accord avec les prédictions de la nucléosynthèse primordiale, il devrait exister une composante non baryonique contribuant à cette matière obscure, l'univers ne pouvant être fermé par les seuls baryons. Ici encore, les particules exotiques ou l'appel à une famille de neutrinos massifs pourraient jouer ce rôle. Les courbes de rotation galactique ne mènent pas davantage à une adéquation de densités.

La nucléosynthèse primordiale prédit une densité de baryons bien supérieure (de récentes observations du télescope Hubble pallient quelque peu à ce déséquilibre, avec la découverte d'objets massifs très peu lumineux) à la densité de matière lumineuse observée.

La confrontation des courbes de rotation des galaxies mène à une inadéquation à grande distance du centre de ces dernières entre la masse lumineuse qui décroît et la densité gravitationnelle qui semble décroître aussi mais plus lentement. Il y aurait plus de matière à grandes distances que nous en observons ; quelle est la nature de cette matière, baryonique (sous forme d'astres peu lumineux ou de nuages gazeux) ou non baryonique, voire même exotique (des cordes cosmiques, des neutralinos ou encore des bosons massifs interagissant faiblement) ? Il n'est pas de réponses à l'heure actuelle qui puisse clore le débat. Cette matière supplémentaire à grande distance des centres galactiques qui échappe à l'observation appartient à ce que l'on nomme de façon appropriée le halo galactique obscur.

Il faut distinguer deux types de matière obscure, la matière obscure froide (en particulier les objets composés de matière baryonique, ainsi des naines brunes, des nuages de gaz intergalactiques, des étoiles à neutrons en fin d'évolution, des quasi trous noirs, des rayons cosmiques) et la matière obscure chaude (en des structures de dimensions supérieures aux dimensions galactiques). Des arguments cosmologiques forts favorisent l'existence de matière obscure non baryonique sans pour autant être en mesure de pointer un des nombreux candidats en particulier.

Une idée est de penser à une composante baryonique dans le halo galactique pour expliquer les courbes de rotation des galaxies ainsi qu'une composante non baryonique uniforme sur de plus larges distances pour amener l'univers à la densité critique sans pour autant perturber les courbes de rotation galactiques.

En résumé, voici l'importance des diverses composantes à la densité de matière

$$\Omega_{\text{visible}} \sim 0.002 \tag{1.37}$$
$$\Omega_B \sim 0.01 \quad (0.005 < \Omega_B < 0.12) \tag{1.38}$$
$$\Omega_{\text{dyn}} \sim 0.2 \text{ (courbes de rotation des galaxies)} \tag{1.39}$$
$$\tag{1.40}$$

alors que $\Omega_{\text{Inflation}} = 1$, puisque toute autre valeur qui différerait de $\sim 10^{-60}$ à cette valeur à l'époque de grande unification aurait mené à un univers effondré depuis longtemps déjà ou dans lequel la densité serait négligeable. La matière obscure se subdivise en général ainsi :

- la matière obscure baryonique
- la matière obscure non baryonique :
  - la matière obscure chaude, relativiste (neutrinos, axions, ...)
  - la matière obscure froide, non relativiste (naines brunes, nuages gazeux, ...)

La compatibilité entre la densité déduite de l'étude des courbes de rotation galactique et de la nucléosynthèse primordiale est acceptable, ce qui signifierait que environ 80% de la matière serait non baryonique et que 98% de la matière serait non observée.

Les moyens de traquer cette matière obscure sont l'étude de signatures indirectes. Ainsi qu'il est souvent supposé, les particules massives interagissant faiblement dont le candidat favori est le neutralino χ pourraient être à l'origine de la matière obscure. Des générations de neutrinos massifs pourraient combler dans une certaine mesure le déficit de masse, mais il est peu probable qu'ils puissent apporter à eux seuls la réponse (de plus ils sont des éléments perturbateurs aux modèles de formation des structures, galactiques en particulier), rien que par le fait que le déficit semble aussi être baryonique. Les canaux d'anihilation du neutralino produiraient en fin de chaîne des protons de basses énergies, une accentuation du flux de positons à haute énergie (de l'ordre de 100 GeV), également des photons (un spectre continu et une ligne monochromatique). Cela motive véritablement d'augmenter la sensibilité des détecteurs à de telles signatures en provenance du halo galactique obscur.

Les axions sont un remarquable candidat pour contribuer à la matière obscure. Cette particule, qui peut avoir une masse qui est de quasiment nulle à celle de l'ordre de l'électron, est associé à une nouvelle symétrie globale (Peccei-Quinn) spontanément brisée qui est la solution élégante au problème de la violation CP en QCD non perturbative, mais qui prédit notamment le moment dipolaire électrique du neutron quelques dix ordres de grandeurs supérieur à la limite expérimentale. Notons encore que la valeur non nulle de la constante cosmologique Λ qui est actuellement favorisée ramène la densité de mati'ere obscure à environ 30% de la densité critique, qui est alors marginalement compatible avec la densité déduite des courbes de rotation galactique.

1.5 Les rayons cosmiques

Le flux de rayons cosmiques est principalement composé de particules de basses énergies en provenance du soleil (de l'ordre du MeV, jusqu'à une énergie maximale de quelques centaines de MeV) et qui est modulé considérablement (plus de la moitié de l'énergie portée par les rayons cosmiques n'est ainsi pas observable dans le voisinage de la Terre) en fonction de l'activité solaire. Ces particules sont en majorité des protons, des ions complètement ou partiellement ionisés (de basse énergie, en provenance du soleil), des électrons, des positons et des antiprotons. Expérimentalement, il faut faire face aux difficultés suivantes : le vent solaire qui baigne largement la Terre affecte la propagation des rayons cosmiques extra-solaires, atténue le flux, de façon particulièrement marquée à basse énergie, interagit avec le champ géomagnétique et le perturbe violemment ; de plus le champ géomagnétique n'est pas un simple dipôle, les particules de basses énergies peuvent s'y retrouver piégées, interagir avec l'atmosphère, se concentrer en des lieux particuliers. Donc comprendre l'histoire d'un rayon cosmique et retrouver sa direction d'incidence loin des perturbations locales du champ magnétique, nécessitent une connaissance précise de la topologie du champ magnétique terrestre et de l'activité solaire, ces paramètres variant en temps et en lieu.

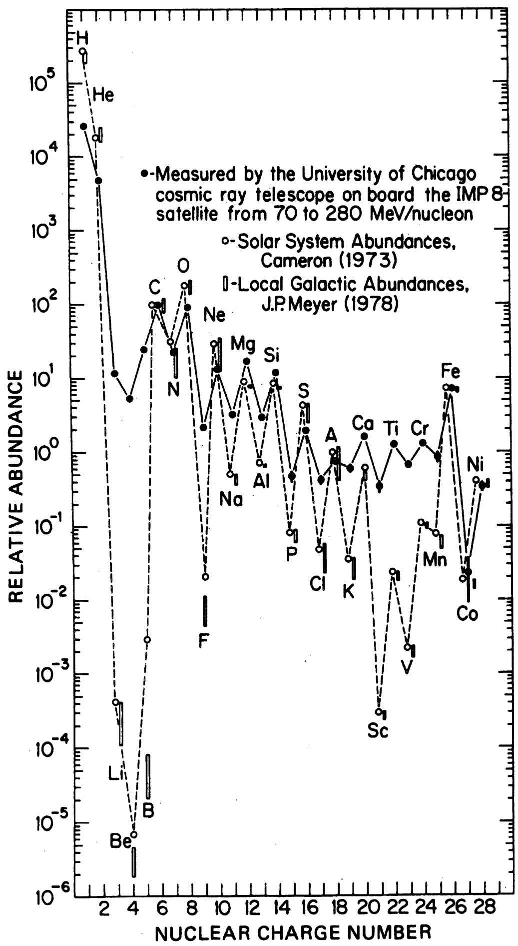


FIG. 1.4 – Comparaison des abondances relatives des éléments dans le système solaire et dans les rayons cosmiques

La comparaison des abondances relatives des éléments dans le système solaire avec celles dans les rayons cosmiques *fig. 1.4* enseigne sur leur origine (C-O-Fe, produits finaux de la nucléosynthèse stellaire), sur leur propagation (la riche composante secondaire Li-Be-B dans l'abondance relative des rayons cosmiques permet de calculer la quantité de matière traversée, car ils sont les produits de la fragmentation du carbone et de l'oxygène). Pour en apprendre davantage sur l'histoire de la propagation des rayons cosmiques, la galaxie, la nature des sources, les processus d'accélération, le temps de confinement, il faut recourir à des moyens d'investigation expérimentaux suplémentaires : la détermination des spectres de ions, leur **composition isotopique**, le flux de protons, d'antiprotons, d'électrons et de positons, et essayer de séparer les contributions primaires des contributions secondaires. Par exemple, le spectre B/C révèle une information très riche : la quantité de matière traversée par les rayons cosmiques est en moyenne de l'ordre de 10 g/cm^2 et diminue avec l'énergie (la section efficace de spallation est approximativement constante au delà de 1 GV/c). Cela nous enseigne que les rayons cosmiques s'échappent plus facilement de la galaxie à mesure que leur énergie augmente), qu'en moyenne ils parcourent des distances de quelques Mpc (ce qui représente plusieurs dizaines de fois le tour de la galaxie, la densité interstellaire étant d'environ 1 proton/cm^3). Nous verrons que ces mesures suggèrent encore bien davantage.

Les rayons cosmiques peuvent parcourir de très grandes distances, l'univers leur est relativement plus transparent que pour les γ, néanmoins, ils sont chargés, de ce fait ils sont défléchis par les champs magnétiques galactiques, perdent trace de leur origine (jusqu'à de très hautes énergies), leur mouvement chaotique les confinent dans des volumes restreints (galactiques) à "basse" énergie. Distinguons trois domaines en énergie

- de 10^7 à 10^9 eV : origine solaire
- de 10^9 à 10^{14-15} eV : origine galactique (fortement dominante) ; au maximum de cette énergie, le spectre devient plus "mou", on nomme ce fléchissement le *genou*
- de 10^{15} à 10^{18-19} eV : origine extra-galactique (AGN, GRB)
- au delà : origine inconnue, le spectre devient plus dur, cette accentuation est nommée le *coude*

Au delà de 10^{20} eV, la coupure GZK (photo-production de pions) les amortit sur de relativement courtes distances (100 Mpc) à environ 10^{20} eV, indépendemment de leur énergie.

La densité des rayons cosmiques peut être expliquée par la conversion de 1 % de l'énergie d'une supernova qui a lieu dans la galaxie chaque 30 ans, jusqu'à concurrence d'énergies n'allant pas au delà de quelques centaines de TeV. De fait, cette limitation, due au mécanisme d'accélération, semble compatible avec la présence du *genou*, énergie au delà de laquelle d'autres sites (extragalactiques) seraient à l'origine de telles accélérations.

Des compilations sur l'étude des rayons cosmiques existent [27, 28].

L'astronomie neutrino et l'astromomie gamma

La propagation des rayons cosmiques est affectée par les champs magnétiques puisqu'ils sont chargés par définition. Seuls, ils ne peuvent escompter apporter des réponses complètes aux diverses questions qui ne manquent d'être posées par l'observation astronomique. Riches d'enseignements complémentaires sont les astronomies γ et ν qui, de par les qualités différentes des particules qu'elles déservent, sont à même de nous renseigner sur la nature des objets, sur la densité des rayons cosmiques, sur les sources de production et d'accélération.

Les observations de EGRET à bord du l'observatoire Compton qui a mis au jour de multiples objets, ou de COBE qui a renforcé l'idée du Big Bang comme origine de l'univers rend ce type d'astronomie très utile.

Les expériences de l'observatoire Compton qui scrutent le ciel entre 50 keV et 20 GeV a mis en évidence foules d'objets : des noyaux de galaxies actifs (AGN), les sursauts γ (GRB) et de nouvelles sources non identifiées (des pulsars ?). Dans le domaine d'énergies supérieures au TeV (identifiés jusqu'à quelques dizaines de TeV), des expériences au sol ont perçu des sources dont certaines sont extragalactiques. La région intermédiaire demeure à ce jour inexplorée, mais des projets sont en cours d'élaboration, en particulier AMS pourrait y jouer un rôle. Les extrapolations des données recueillies en deça de 50 GeV semblent incompatibles avec celles au delà du TeV. Cela suggère certaines limites de mécanismes de production et l'activation de nouveaux. Outre les sources (ponctuelles ou étendues), l'astronomie γ étudie le rayonnement fossile et le fond diffus qui sont de grande importance cosmologique, en particulier le fond diffus infrarouge (IR) (formation des structures, des galaxies). Leur présence est pourtant un facteur de limitation de cette astronomie à haute énergie : en effet, le libre parcours moyen d'un γ de 10 TeV est de l'ordre de 10 Mpc, et tombe à 10 kpc (l'épaisseur de la voie lactée) pour des photons de 1 PeV, ceci est dû à la formation de paires e^+e^- lors de leur interaction respectivement avec le fond diffus IR et micro-onde, ça signifie que entre 100 TeV et 10 PeV, il n'y a pas de signal extra-galactique, le point positif qui ressort de cette limitation est que, par là même où il pèche, il fournit son propre moyen d'étude. Les canaux suivants sont à l'origine des γ

- les raies nucléaires (nucléosynthèse)
- la désintégration du pion
- l'effet Compton inverse (transfert d'énergie aux photons du rayonnement fossile)
- le rayonnement synchrotron (signature d'électrons accélérés, la signature de la désintégration des pions signifie que des protons sont aussi accélérés)
- l'effet photoélectrique
- la création de paires

Un exemple de complémentarité est la démonstration de l'origine galactique des rayons cosmiques par l'étude du rayonnement synchrotron [73] : en supposant la fraction e/p dans le petit nuage de Magellan la même que dans notre galaxie, on en déduit que la densité de rayons cosmiques y est bien plus faible. L'origine universel des rayons cosmiques est donc mise à mal par ce type d'observation.

Les neutrinos, contrairement aux photons, ne diffusent ni ne sont absorbés, même sur de grandes distances, en contrepartie, ils sont beaucoup plus difficile à détecter. Les issues sont multiples : cosmologiques (nature de la matière obscure), astronomiques (nature des sources) et astro-particulaires (oscillations). Elles contribuent à rendre ce sujet très riche [26]. Le ciel ν est attendu dans le futur à se révéler être le plus riche : dès 40 TeV, la longueur d'interaction est égal au diamètre de la Terre qui est alors le catalyseur efficace de l'astronomie ν.

Le mécanisme de Fermi

Il s'agit de donner l'idée du mécanisme d'accélération des rayons cosmiques chargés. De plus amples informations sont à consulter dans les références [77, 78, 81, 79]. L'idée de Fermi pour expliquer les spectres en loi de puissance des rayons cosmiques repose sur la constatation suivante : si des rayons cosmiques sont injectés dans une zone accélératrice et que leur gain d'énergie est proportionnel à leur énergie et que dans le même temps ils puissent s'en échapper avec une probabilité indépendante de leur énergie, alors le spectre résultant est caractérisé par une loi de puissance, ou plus spécifiquement des simples hypothèses suivantes

- un gain $\delta E = \xi E$ lors de chaque choc,
- une probabilité $P_{\rm esc}$ d'échapper à la région accélératrice après un choc,

découle après des calculs très simples le comportement en loi de puissance

$$N(>E) \propto E^{-\gamma},$$

où $N(>E)$ est le nombre densité des particules d'énergie $E' > E$.

Le mécanisme original proposé par Fermi pour cette réalisation était de penser à la pénétration de rayons cosmiques dans des nuages interstellaires, qui se meuvent à une vitesse v. En leur sein, un champ magnétique diffuse chaotiquement les particules. Le gain d'énergie relatif moyen lors d'une collision est de l'ordre de $\pm v/c$. Pourtant une fraction $\sim v/c$ des collisions favorisent un gain d'énergie positif, ainsi le temps d'accélération $\tau_{\rm acc}$ d'une particule est de l'ordre $(v/c)^2$, $\xi \sim (4/3)\beta^2$ raison pour laquelle cette réalisation du mécanisme de Fermi est dite de *second ordre*. Néanmoins ce mécanisme souffre des problèmes suivants

- le temps d'accélération proportionnel à $(v/c)^2$ multiplié par le temps moyen entre deux collisions le rend assez inefficace
- il n'est pas évident de comprendre pourquoi $\tau_{\rm acc}$ devrait être proportionnel à $1.7 \cdot \tau_{\rm esc}$, où $\tau_{\rm esc}$ est le temps d'échappement de la région accélératrice. Le facteur de proportionnalité devrait selon toute évidence varier en fonction de la position occupée par l'accélérateur dans la galaxie et en fonction de l'énergie de la particule

Une autre réalisation depuis lors, beaucoup plus efficace, est de considérer un gaz, dans lequel un front d'onde de choc se déplace à une vitesse $-u_1$, en aval de ce choc, le gaz est fortement comprimé, en amont, il se détend et se déplace à la vitesse $v = -u_1 + u_2$. Dans ce cas, le mécanisme devient beaucoup plus efficace et une fois moyenné sur les angles d'incidence et de sortie, $\xi \sim (4/3)\beta$: cette réalisation est dite du *premier ordre*. Concrètement, il s'agit de considérer ce gaz, baigné dans un champ magnétique. Les ondes d'Alfvèn ou ondes magnétohydrodynamiques peuvent s'y propager à des vitesses relativistes. Elles sont engendrées par les rayons cosmiques qui excitent le milieu. La propagation de cette onde devient elle-même la cause de l'accélération des rayons cosmiques frappés par le front. Ce mécanisme est plausible car la densité d'énergie du champ magnétique est du même ordre de grandeur que la densité des rayons cosmiques, donc un tel jeu peut aisément se développer : les rayons cosmiques perturbent les lignes de champ du milieu et les ondes qui conséquemment s'y développent accélèrent les rayons cosmiques.

Pour se faire une idée du potentiel d'un accélérateur cosmique, on le caractérise essentiellement par sa dimension et par le champ magnétique qui y règne : soit un champ B qui s'exerce sur une échelle de grandeur R, considérée aussi comme échelle de variation de B, alors le travail du champ électromoteur permet à une particule l'acquisition d'une énergie maximale

$$E_{\max} = B\,[\text{gauss}]\,R\,[\text{pc}]\,10^{20}\,\text{eV},$$

cette énergie maximale correspond à celle d'une particule dont le rayon de Larmor a atteint la taille caractéristique de l'accélérateur, au delà de laquelle elle n'est plus confinée. Les restes de supernoæ : il y règne un faible champ, l'extension du plasma est relativement petite, l'énergie maximale qui peut être atteinte ne peut guère dépasser 10^{15} eV. Avec les pulsars, on peut espérer augmenter cette limite jusqu'à 10^{17} eV et escompter près de 10^{20} eV avec les AGN.

La propagation des rayons cosmiques

Mentionnons que l'accélération et la propagation des rayons cosmiques ne sont pas nécessairement découplées [80, 79] ; les modèles dans lesquels les rayons cosmiques peuvent être accélérés durant leur course, des modèles avec *réaccélération*, ce qui a des implications sur les spectres, par exemple sur le spectre de la fraction $\bar{\text{p}}/\text{p}$, où le maximum pourrait se déplacer dans des régions au delà du GeV, ou sur la fraction spectrale B/C qui contraint fortement ce processus. Les observations des indices spectraux suggèrent une fuite de ceux-ci hors de la galaxie, avec une probabilité qui augmente avec leur énergie ; les abondances isotopiques (les horloges cosmiques) et les abondances des cosmiques secondaires contraignent le temps de confinement de ceux-ci ainsi que le grammage qu'ils traversent (^{3}He-^{4}He, ^{9}Be-^{10}Be, Li, B), les processus à l'œuvre étant la désintégration et la spallation [37]. Cela nous renseigne sur les champs galactiques et sur la densité de matière intersidérale. Pour expliquer tout cela, divers modèles galactiques existent et peuvent être contraints par des mesures précises des abondances ioniques et isotopiques, l'expérience AMS sera à même de fournir des spectres de grande précision.

Décrire la propagation et l'accélération des rayons cosmiques (*i.e.* définir un modèle galactique) se fait via une équation de transport dans laquelle sont incorporés les divers ingrédients suivants :

- la diffusion
- la convection
- les collisions élastiques (ionisation)
- la réaccélération
- la spallation et la désintégration
- les sources

Une telle équation de transport n'a évidemment pas de solution analytique dans le cas général. Pourtant, des approximations peuvent se révéler très instructives :

- Le modèle de la *la boîte fermée*, duquel aucun cosmique ne peut échapper semble être d'ores et déjà exclu à cause d'une fraction ^{3}He/^{4}He trop petite
- Le modèle le plus standard est celui dit de *la boîte fuyante (SLB)* : le terme de diffusion est remplacé par un terme de confinement indépendant de l'énergie : la probabilité d'échappement des cosmiques est constante avec l'énergie. L'introduction de la spallation mène à des abondances raisonnables des ions et des produits de spallation LiBeB en ajustant un paramètre (le parcours). Les horloges cosmiques contraignent encore davantage ce modèle et permettent d'obtenir la densité de matière traversée et le temps de confinement séparément (*i.e.* un paramètre indépendant supplémentaire). Ce modèle prédit une fraction $\bar{\text{p}}/\text{p}$ qui est néanmoins trop grande et qui est à l'origine de la question très intéressante de sources primaires d'antiprotons
- Le modèle SLB avec réaccélération permet à la fraction $\bar{\text{p}}/\text{p}$ d'être compatible avec les observations sans besoin de faire appel à des sources primaires. De plus, ce modèle reproduit facilement les fractions B/C et ^{10}Be/^{9}Be. La réaccélération signifie qu'un cosmique, accéléré à la source, peut également l'être, dans une moindre mesure, le long de son parcours. Modérément, à cause de l'argument suivant : le grammage effectif diminue avec E, puisque S/P diminue. Sinon on s'attendrait plutôt à ce que $S/P = cte$ (ou même que S/P augmente avec E), où S dénote les secondaires et P les primaires

- Les modèles diffusifs. Si on considère un modèle simplifié à une source située dans le plan galactique : la distance d'un cosmique émis par cette source au plan galactique augmente à la vitesse d'une marche aléatoire. Une fois la frontière galactique atteinte (au delà du halo), les rayons cosmiques peuvent s'échapper librement. Les prédictions des abondances secondaires sont les mêmes que celles du SLB. Ce modèle peut être testé avec AMS directement : si les rapports isotopiques (instable sur stable) augmente doucement avec l'énergie, le modèle le plus correct serait un modèle diffusif, le SLB prédisant un rapport qui augmente plus rapidement. Un modèle souvent utilisé dans la littérature est celui d'un modèle diffusif à deux zones [82] : le disque galactique et son enveloppe, le halo. Chacune est caractérisée par un coefficient de diffusion distinct. Ce modèle à deux zones est motivé en particulier par le fait que les rayons cosmiques semblent passer beaucoup plus de temps dans le milieu de basse densité (le halo) que dans le milieu de haute densité (le disque) en regard des produits de spallation conjugué aux dernières observations des isotopes radioactifs [87, 86] Comme pour le SLB, il est possible d'ajouter la fragmentation, la réaccélération, la convection dans le halo (le halo dynamique) afin d'affiner les résultats
- Les modèles numériques. Pour résoudre l'équation de transport de façon plus générale, il faut recourir à des solutions numériques qui seulement très récemment ont vu le jour et qui n'en sont qu'à leurs premiers balbutiements [83]. Les simulations de Monte Carlo sont une approche alternative en développement

Quelques remarques s'imposent encore :

- Les irrégularités du champ magnétique permettent aux rayons cosmiques de quitter la galaxie par une marche aléatoire. Du gaz en provenance de supernovæ peut s'échapper de la galaxie, accompagné de rayons cosmiques : cela pourrait donner naissance à un vent galactique qui pourrait s'avérer être un facteur limitant à l'observation des rayons cosmiques extra-galactiques.
- Des champs magnétiques de l'ordre de 5 μG qui règnent au cœur d'amas galactiques ont été récemment mesurés, pourtant il n'y a aucune évidence de leur présence à l'extérieur du cœur. Néanmoins, s'il s'avérait qu'un tel champ existe avec une extension à l'extérieur du cœur, cela pourrait être un sérieux revers à la possibilité de détection des rayons cosmiques dont l'origine se situe dans un amas similaire. En effet, les rayons cosmiques seraient alors confinés jusqu'à de très hautes énergies [74, 75, 76]. Cela est peut-être déjà le cas, puisque ainsi que la littérature nous l'enseigne, certains modèles galactiques confinent d'ores et déjà très efficacement les cosmiques.
- La modulation solaire est un paramètre important dont il faut tenir compte dans les modèles puisque les données recueillies le sont dans le voisinage terrestre : il a pour effet de dépléter les spectres à basse énergie et de les décaler quelque peu.

Le choix final du modèle de notre galaxie n'est toujours pas figé. De nombreuses observations seront encore nécessaires : là encore, ni l'astronomie γ, ni l'astronomie des cosmiques ne peuvent espérer apporter des réponses indépendantes. Le schéma qui se dessine se joue sur ces deux fronts, en complète dépendance.

AMS : potentiels

- Les protons et les antiprotons : la production des protons secondaires se fait par la collision de protons cosmiques avec la matière interstellaire (principalement des atomes d'hydrogène ou d'hélium). Le seuil d'énergie pour produire un antiproton recquiert l'énergie du proton $E_p = 7\,m_p$, le spectre d'antiproton qui résulte montre un pic à quelques GeV et diminue très rapidement en deçà (plus doucement si l'on tient compte de la collision d'un proton primaire avec de l'hélium interstellaire)
- Les spectres d/p, ^{3}He/^{4}He, Li/C, ^{10}Be/^{9}Be et B/C : ils permettront une amélioration de la connaissance de la propagation des rayons cosmiques, de leur temps de confinement (actuellement le temps de demi-vie de ^{10}Be qui est de $1.6 \cdot 10^6$ années mène à l'estimation très incertaine du temps de confinement : il est compris entre 5 et 30 millions d'années) et de divers paramètres galactiques tel que le vent galactique et l'épaisseur du halo, via une meilleure appréciation de la densité intersidérale estimée à environ $\sim 10 \pm 3\,\mathrm{g/cm^2}$ à 1 GeV
- Les positons, les électrons et les antiprotons [29, 30] : en nombre, ils permettront d'affiner les spectres actuels très significativement, cela permettra notamment de tester divers modèles ayant

trait à la nature de la matière noire. La signature d'une anihilation $\chi\chi$ pourrait affecter le spectre $(e^-+e^+)/e^-$, ainsi que le spectre $\bar{p}/p$

– Les faiblesses actuelles des divers scénarios de baryogénèse furent soulignées, qu'ils prédisent un univers globalement ou localement symétrique. La recherche d'antimatière s'inscrit donc comme un des buts originels de AMS, même s'il est peut-être venu le temps d'une réflexion pour bien comprendre si cela reste une priorité actuellement, puisque des arguments forts rendent improbable de trouver de l'antimatière jusqu'à de très larges distances (plusieurs centaines de Gpc), il faut pondérer cette assertion avec le fait qu'aucun processus viable de baryogénèse, qui ne ferait appel à de la nouvelle physique, n'a encore été proposé et restent donc hautement spéculatifs. Dans le cas d'un univers symétrique, avec un modèle de galaxie incluant un vent galactique soufflant vers l'extérieur (modèle de la galaxie diffusante avec un halo convectif), les rayons cosmiques extra-galactiques subissent une atténuation lorsqu'ils tentent de pénétrer notre galaxie, qui croît exponentiellement vers les faibles impulsions. Dans le cas défavorable d'un vent galactique relativement fort (afin d'être conservatif), l'expérience AMS devrait être suffisamment performante pour dépasser largement la limite de sensibilité recquise, aussi bien pour les ions d'antihélium que pour les antiions $|Z| > 2$, pour un univers symétrique à une échelle de l'ordre de quelques centaines de Mpc.

1.6 Conclusions

Le modèle standard de la cosmologie est remarquable à plusieurs égards car il permet de rendre compte de plusieurs faits observationnels dont les plus importants sont

– l'expansion de l'univers selon la loi de Hubble
– l'existence du rayonnement fossile et la prédiction vérifiée depuis lors des anisotropies de ce dernier
– l'abondance primaires des divers éléments légers

Mais pourtant ce modèle tarde à rendre compte de divers phénomènes et des questions sont actuellement encore sans réponses

– la composition et la quantité de matière noire
– la formation des structures à grandes échelles
– l'origine de l'asymétrie matière - antimatière
– l'origine de l'homogénéité

Pour tenter de l'améliorer afin de répondre à ces points restés dans l'ombre, des scénarios d'inflation et de baryogénèse ont été imaginés, qui greffés à ce modèle permettent de comprendre un peu mieux des faits observationnels, mais lui font perdre un peu de sa simplicité première : l'absence apparente d'antimatière local ou global s'explique grâce à des scénarios de baryogénèse, qui pourtant souffrent de leur incapacité à prédire la fraction baryonique, et à des scénarios d'inflation qui expliquent l'origine de la platitude et de l'homogénéité de l'univers, tout en prédisant un univers de densité critique, ceci est lié au problème urgent de la matière noire : d'une part la densité de matière lumineuse est un ordre de grandeur en deça de la densité de matière, telle que nous l'apprenons en étudiant la dynamique galactique, ou en déduisant la densité baryonique à partir de l'abondance primaire des éléments légers, générés lors de la nucléosynthèse primordiale ; d'autre part le scénario inflationnaire qui pourrait-on dire a acquis ses lettres de noblesse eu égard à l'isotropie du rayonnement fossile sur de larges ouvertures angulaires favoriserait plutôt un univers de densité critique, ce qui équivaut à la présence d'une composante à la densité de type non baryonique ou à une constante cosmologique non nulle (interprété comme la contribution de l'énergie du vide). Une densité critique de l'univers semble être justifiée aussi bien d'un point de vue théorique que du point de vue expérimental, puisque la densité mesurée est du même ordre de grandeur que la densité critique, ce qui représente un extraordinaire ajustement de la densité : en effet $\Omega = 1$ est un point fixe instable de l'évolution d'un univers de Friedman dans le cas d'une courbure non nulle ; étant donné la densité actuelle $0.1 < \Omega < 2$, on calcule que à l'époque de la nucléosynthèse Ω_{nucl} n'aurait dû s'écarter de la densité critique que de par une fraction de l'ordre de 10^{-16}, ce qui semble étrange et parle en faveur de l'inflation et de la platitude de l'univers qui en a résulté. La détermination de la constante cosmologique est extrêmement important car lié à notre fondamentale ignorance des lois physiques. Cela permettra de donner de nouvelles pistes qui pourraient à terme amener au rétablissement d'une certaine adéquation entre la cosmologie et la physique des particules. En effet, les prédictions communes de ces deux domaines sont souvent totalement incompatibles (on se rappelle la prédiction de la densité d'énergie du vide par exemple).

Les nombreux projets d'expériences cosmologiques actuels et le futur collisioneur LHC aideront sans doute à débloquer de cette situation figée et difficile et nous ouvriront peut-être les portes d'une réalité toujours plus fascinante.

Chapitre 2

Mise en oeuvre de AMS-01

2.1 Le spectromètre magnétique AMS-01

2.1.1 Vue générale et principe de mesure

Le détecteur AMS-01 *fig. 2.1* est un spectromètre magnétique, principalement composé d'un aimant permanent, d'un système de temps de vol (ToF), d'un détecteur de trajectoires (Tracker) et d'un compteur Čerenkov.

La vue schématique *fig. 2.2* illustre le principe de fonctionnement : les mesures de la perte d'énergie $(dE/dx)_{\text{ToF}}$ et de la vitesse β dans le système de temps de vol combinées aux mesures de la perte d'énergie $(dE/dx)_{\text{Tracker}}$ et du rayon de courbure R_C dans le détecteur de trajectoires suffisent en principe à l'identification des particules et à la détermination de leur énergie et de leur impulsion puisqu'elles fournissent la charge Z, la masse m et la rigidité R. La rigidité étant définie comme $R = p/Z$, où p est l'impulsion :

$$\left.\begin{array}{l}\left.\begin{array}{c}\left(\dfrac{dE}{dx}\right)_{\text{ToF,Tracker}}\\ \beta\end{array}\right\}\Rightarrow |Z| \\ \qquad\qquad\qquad\quad R \\ \qquad\qquad\qquad\quad \beta\end{array}\right\} p = RZ = m\gamma\beta \Longrightarrow m,p$$

En effet, la perte d'énergie par ionisation dans les matériaux du détecteur est proportionnelle à Z^2 et augmente très rapidement à basse vitesse selon la formule de Bethe-Bloch. Les multiples mesures dans les plans du trajectographe et les plans du système de temps de vol, une fois corrigées pour prendre en compte la vitesse de la particule fournissent donc une mesure de la valeur absolue de la charge. Le signe de la charge est obtenu en combinant la direction d'incidence de la particule avec le signe de la courbure dans le détecteur. Du rayon de courbure et du signe de la courbure, on obtient la rigidité. Ainsi, l'impulsion, la charge et la masse sont déterminées.

Opérer un détecteur dans l'espace conduit à d'inévitables complications lors de la conception et de la construction afin de satisfaire aux diverses contraintes suivantes :

- une consommation électrique très réduite (1 kW)
- un poids maximum de trois tonnes
- un flux de données vers la Terre réduit (1 Mb/s)
- un environnement hostile (radiations, vide, température et vibrations au décollage)
- la sécurité des astronautes et de la navette

auxquelles il faut prêter une attention particulière :

- choix de composants à basse consommation, résistant aux radiations
- choix de matériaux légers, résistants, peu sensibles aux variations de température, avec peu de dégazage et autorisés par la NASA

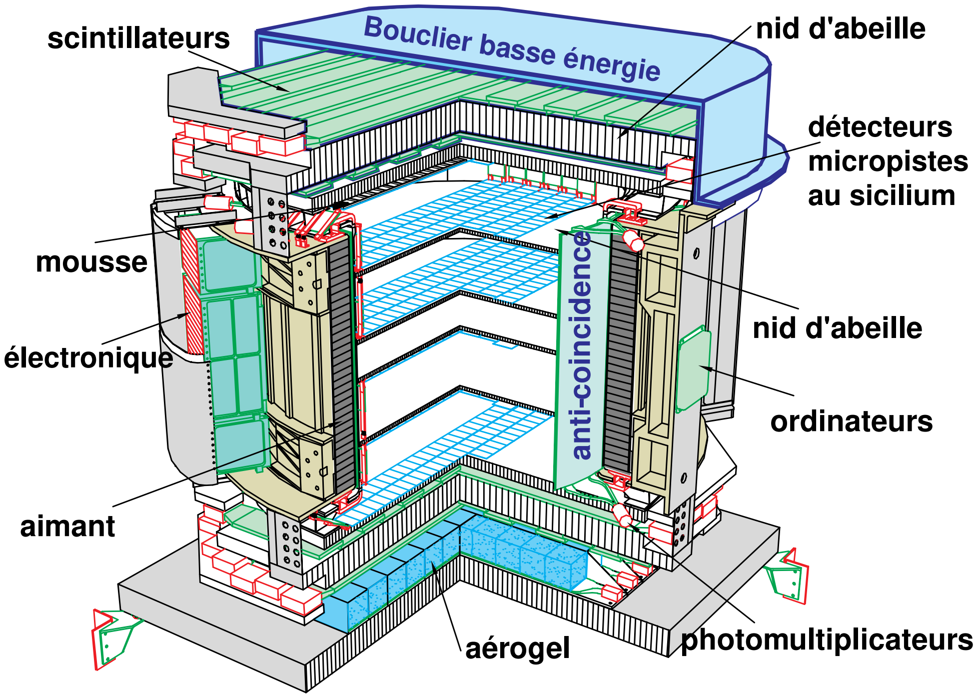


FIG. 2.1 – Vue en coupe du détecteur AMS-01

- traitement des données en vol sophistiqué
- vernissage isolant de l'électronique (conformal coating) pour éviter les décharges Corona
- redondance à plusieurs niveaux : dédoublement des éléments essentiels (processeurs, ...), mesures physiques multiples, ...

Passons maintenant en revue les divers sous-détecteurs de AMS-01 (on se référera à [108] pour une description plus complète).

2.1.2 L'aimant permanent

L'aimant du spectromètre de 0.14 T est constitué de 1024 petits éléments de $Nd_2Fe_{14}B$ de 5x5x2 cm^3 qui sont disposés de telle sorte à former un cylindre d'une hauteur de 0.8 m et d'un diamètre intérieur de 1.034 m, d'un poids total de 1900 kg. Les lignes du champ sont orientées perpendiculairement à l'axe du cylindre, contrairement à l'habituel solénoide car

- le but est d'observer la trajectoire d'une particule et non le produit d'une collision
- l'acceptance doit se situer sur l'ouverture de l'aimant : la trajectoire doit rencontrer une quantité de matière minimale
- la NASA émet des restrictions très fermes quant à l'amplitude du champ dipolaire qui peut régner à l'extérieur de l'aimant

Cette configuration a exigé de magnétiser au préalable chaque élément constitutif en sorte que le champ résultant soit homogène à l'intérieur du cylindre et s'estompe rapidement à l'extérieur et de les coller ensemble suffisamment fort pour résister à la répulsion de deux éléments voisins.

2.1.3 Le système de temps de vol

Destiné au déclenchement de premier niveau, à la mesure du temps de vol et à la mesure de la perte d'énergie, il est composé de quatre plans de scintillateurs dont deux sont situés au-dessus et deux au-dessous du détecteur de trajectoires. Chaque plan est subdivisé en barettes de scintillateurs de 1 cm

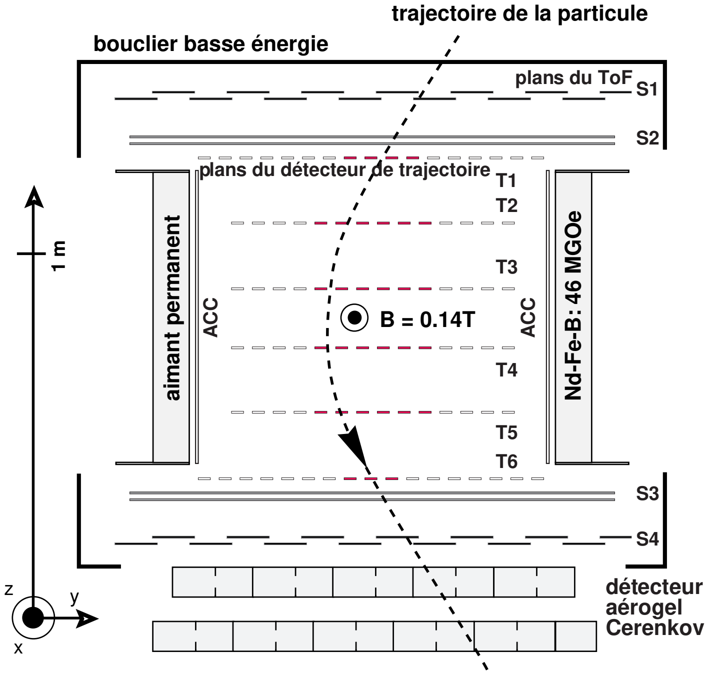


FIG. 2.2 – Vue schématique du détecteur AMS-01. On note la présence des éléments principaux : Pris entre les quatre plans du système de temps de vol ($S_1 \cdots S_4$) se trouvent les six plans du détecteur de trajectoires ($T_1 \cdots T_6$) dont quatre sont à l'intérieur du cylindre de l'aimant.

d'épaisseur orientées tantôt selon y, tantôt selon x, afin de mesurer une coordonnée tridimensionnelle avec une résolution de l'ordre du cm en début et en fin de trajectoire. Les barettes sont toutes reliées à trois photomultiplicateurs à chaque extrémité.

La résolution grossière des coordonnées obtenues est essentielle pour le système de déclenchement de AMS-01, car cette information est traitée au niveau trois du système de déclenchement qui décide alors de l'acquisition de l'événement complet. L'épaisseur des plans assure une très faible dispersion de la déposition d'énergie et aurait dû permettre une détermination précise de $|Z|$, lorsque combinée au temps de vol, malheureusement un problème de saturation sur les grandes déposition d'énergie a empêché leur mise à profit pour la séparation des ions de charge $|Z| > 2$. Le temps de vol était conçu pour avoir une résolution de 110 ps, mais celle-ci fut finalement de 150 ps à cause du dysfonctionnement de l'un des plans, ce qui est malgré tout une remarquable performance.

2.1.4 Le détecteur de trajectoires AMS-01

Afin d'alléger quelque peu le texte, “détecteur de traces” ou même “trajectographe” seront désormais utilisés en tant que synonymes de “détecteur de trajectoires”. Après quelque hésitation sur la nature du détecteur de trajectoires à adopter, le choix s'est porté sur un détecteur au silicium, préféré à une chambre à projection temporelle où le délicat problème de fuite de gaz durant un long séjour dans l'espace sans maintenance se serait posé [25].

Il s'agit d'un détecteur à micropistes double face à six plans, afin d'atteindre une probabilité de confusion matière-antimatière $< 10^{-10}$ recquise puisque le niveau attendu de production de $\overline{\mathrm{d}}$ dans la galaxie est de cet ordre [84] et que AMS enregistrera quelque 10^{10} ions en trois ans. Un plan est constitué de deux groupes d'échelles disposées tête-bêche. A l'extrémité disjointe d'une échelle se trouve l'électronique de conversion composée de deux circuits appelés *hybrides*, chacun dédié à la lecture de l'une des faces. La *fig. 2.3* en détaille la structure.

Le corps d'une échelle est constitué d'un assemblage en série de plaquettes de silicium double face, dont le dessin est basé sur celles utilisées pour les détecteurs au silicium des expériences ALEPH et

L3 [85] (aussi appelées senseurs ou détecteurs micropistes au silicium), entre 7 et 15 par échelle, reliées entre elles par des microsoudures. Afin de spécifier l'une des faces, la terminologie suivante est dorénavant adoptée : le côté K dénote le côté des plaquettes dont les micropistes sont implantées perpendiculairement à l'échelle et qui sont guidées vers l'hybride via une feuille de upilex (le routeur flexible) et le côté S celui dont les micropistes sont implantées le long de l'échelle ; S à cause du "silicium" apparent, pour K, c'est plus anecdotique : le détecteur SMD de l'expérience L3 est également un silicium double face, en quelque sorte le précurseur du trajectographe d'AMS, et celui-ci avait pour routeur flexible une feuille non pas de upilex mais de capton (Kapton). Cette terminologie sera utilisée également pour spécifier les éléments de la chaîne d'acquisition qui réfèrent à l'un ou à l'autre de ces côtés, losqu'ils sont découplés. Par exemple, à l'extrémité d'une échelle est reliée une paire d'hybrides : un hybride S et un hybride K.

La plaquette de silicium

Le principe de fonctionnement d'une plaquette de silicium double face est le suivant : le cœur est une région de silicium dopé n, sur l'une des faces sont des implants p^+ qui forment les pistes du côté S, sur la face opposé sont des implants n^+. Sur cette face, sont également des implants p^+ disposés entre les pistes et qui sont appelés les "p-stop", destinés à fortement augmenter la résistance entre deux pistes voisines lorsque la région de déplétion est suffisemment étendue car l'environnement des pistes n^+ est formé de silicium n et la résistance est bien moins grande que celle qui prévaut entre deux pistes p^+ sur la face opposée.

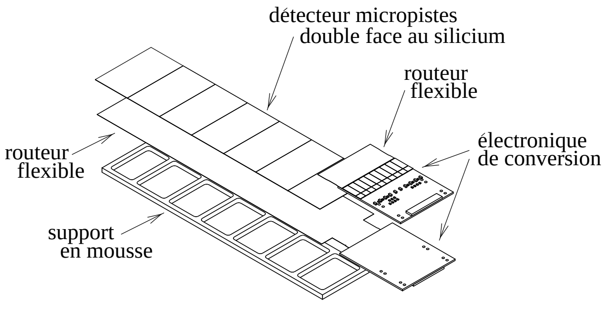


FIG. 2.3 – Vue explosée d'une échelle

Toutes les pistes ne sont pas lues. On distingue les "pistes flottantes" et les pistes de lecture. Les pistes de lecture sont métallisées [1] et reliées à l'électronique de conversion, via des capacités qui assurent un couplage AC. Néanmoins, la présence des pistes flottantes est importante : en effet, les multiples paires électrons-trous créées au passage d'une particule au voisinage de sa trajectoire dérivent le long de lignes du champ électrique engendré par la tension de déplétion (suppression des porteurs de charge) appliquée, qui sont ainsi renforcées, réduisant leur diffusion [97]. En outre, le champ électrique s'affaiblit du côté de dérive des électrons : la résolution est moins bonne de ce côté-ci.

Ainsi donc, en principe, ni l'amplitude du signal ni la résolution ne sont sensiblement dégradées [91] malgré l'augmentation du pas de lecture ; les pistes flottantes transmettent le signal par couplage capacitif à leurs voisines. Idéalement, il vaudrait mieux lire toutes les pistes, mais les limitations strictes de consommation électrique interdisent cette possibilité.

Le signal est ensuite acheminé vers l'électronique de conversion, décrite dans le paragraphe suivant, via des capacités (couplage AC) et ce afin d'éviter au préamplificateur d'être saturé [98].

La plaquette de silicium a les dimensions 4.1×7.2 cm. Sur la largeur sont implantées les pistes p^+ (ou pistes S car du côté S) sur une face et perpendiculairement sur l'autre face sont implantées les pistes n^+ ou pistes K. Du côté S, la distance entre le centre de deux micropistes de lecture est de $110\,\mu$m alors que du côté K, elle est de $208\,\mu$m ; entre chaque micropiste de lecture se trouvent trois micropistes flottantes régulièrement espacées. Le nombre de micropistes lues du côté S est de 640 et de 192 du côté K. La résolution est donc meilleure du côté S [2] non seulement à cause de l'espace moindre entre deux micropistes mais également parce que la structure du champ électrique est telle que les lignes de champs sont bien plus denses de ce côté-ci de la plaquette (car la diode formée par l'implant p^+ baigné dans le substrat n porte l'essentiel de la résistance de la plaquette) et donc la dispersion des trous est bien plus faible que la dispersion des électrons lors de leur dérive vers leur face respective.

L'épaisseur de la plaquette est de $300\,\mu$m, un compromis entre la nécessité de réduire les effets de diffusion multiple tout en gardant une amplitude de signal raisonnable [96] : au passage d'une particule, en moyenne 22'000 paires électrons-trous sont créées ou 117 keV en moyenne pour une particule minimum ionisante de charge $Z = 1$ [94] (ou encore 3.5 fC).

[1] Certaines pistes flottantes sont également métallisées.

[2] La résolution du côté S des plaquettes de silicium de SMD (comparables à celles de AMS) est meilleure que 10 μm [95].

L'hybride

L'hybride ou circuit de conversion joue le rôle d'interface entre le monde physique et le monde électronique du trajectographe : en son cœur, une puce appelée VA HDR qui succède au VA1 [92]. Le circuit imprimé de l'hybride est en PCB, qui est moins onéreux à réaliser et plus léger que sa version céramique, et tout à fait adapté à évacuer de faibles charges thermiques si les dispositions adéquates sont prises car, en effet, dans le vide spatial il n'y a pas d'échange de chaleur par convection et la dissipation par conduction doit être renforcée. Néanmoins, l'option choisie pour AMS-01 fut de coller l'électronique de l'hybride (PCB, VA HDR et capacités de découplage) sur un support en céramique par sécurité (accroissement de l'évacuation thermique, coefficient de dilatation très proche de celui du silicium).

Par rapport à son prédécesseur, la plage dynamique du VA HDR est étendue à environ 100 MIP, c'est-à-dire elle est appropriée à l'intégration de cent fois le signal déposé par une particule minimum ionisante de charge $Z = 1$, ou encore une particule minimum ionisante de charge $Z = 10$, avec une réponse linéaire jusqu'à environ 75 MIP, autorisant une mesure de la perte d'énergie dE/dx relativement efficace. Le VA HDR (ou VA par la suite) est un préamplificateur qui convertit la charge déposée dans le détecteur en un courant à raison de $0.56\,\mu\mathrm{A/fC}$, c'est-à-dire si l'on se réfère au paragraphe précédent, une particule minimum ionisante de charge unité produit un courant de $2.0\,\mu\mathrm{A}$. Il contient 64 canaux d'amplification de charge à très faible bruit, de mise en forme, d'échantillonage et de mémorisation, multiplexés sur une sortie en courant qui peut être lue à concurrence de 10 MHz. Le bruit en unité de charge équivalente est d'environ 350 électrons. Des sacrifices supplémentaires ont été consentis quitte à faire face à une faible augmentation du bruit afin de satisfaire à la puissance électrique à disposition : il a fallu s'écarter des paramètres nominaux de fonctionnement (il y en a cinq, ce sont des références qui fixent les performances du VA [92]), en particulier, le courant $I_{\mathrm{preamplifier}}$ qui fixe la performance en bruit du canal a dû être réduit de sorte qu'un canal ne consomme que $0.6\,\mathrm{mW/canal}$ au lieu de 1.4, permettant ainsi de réaliser une substantielle économie de puissance (35 W au lieu de 82 pour les 57 échelles de AMS-01, à considérer dans le cas du détecteur complété : 118 W au lieu de 275, une fraction importante de la puissance à disposition).

Le signal de sortie est ensuite acheminé au moyen d'un câble coaxial plat vers le niveau supérieur pour y être digitalisé et partiellement traité (c.f. section 2.3).

Ambiguïté

La feuille de upilex qui amène les signaux vers l'hybride introduit une ambiguïté quant à la position (l'idée est de reprendre la course d'une micropiste chaque deux plaquettes). Celle-ci est partiellement levée lors de la reconstruction par l'introduction de deux schémas de routage différents, selon les plans. Les faveurs accordées au côté S sont dues au fait que les micropistes qu'il dessert sont celles qui donnent la position dans le plan de courbure du détecteur. Il a été choisi une ambiguïté réduite (reprise de la course des pistes chaque deux plaquettes plutôt que chaque plaquette) non pas à cause de sa résolution simplifiée lors de la reconstruction, mais bien plutôt pour des questions de bruit qui augmente avec la longueur des pistes. Nous verrons plus tard que le côté K s'est avéré bruyant, cette ambiguïté réduite a certainement aidé.

Bruit

Le bruit d'une échelle dépend de différents facteurs :

- le temps de mise en forme du signal τ_{sh} (shaping time) par le préamplificateur
- le courant de fuite de l'échelle I_l
- divers paramètres liés à la conception des plaquettes de silicium et à la configuration de l'échelle (nombre de plaquettes), en particulier la résistance de la métallisation

Le jeu des diverses contributions de bruit est décrit dans [93], il ressort que le temps de mise en forme qui minimalise le bruit est de l'ordre de 5 à 6 μs : alors que le bruit propre au VA diminue avec le temps de mise en forme, le bruit dû au courant de fuite de l'échelle augmente.

Pour des indications plus précises concernant ces deux derniers paragraphes, on pourra se référer à [88].

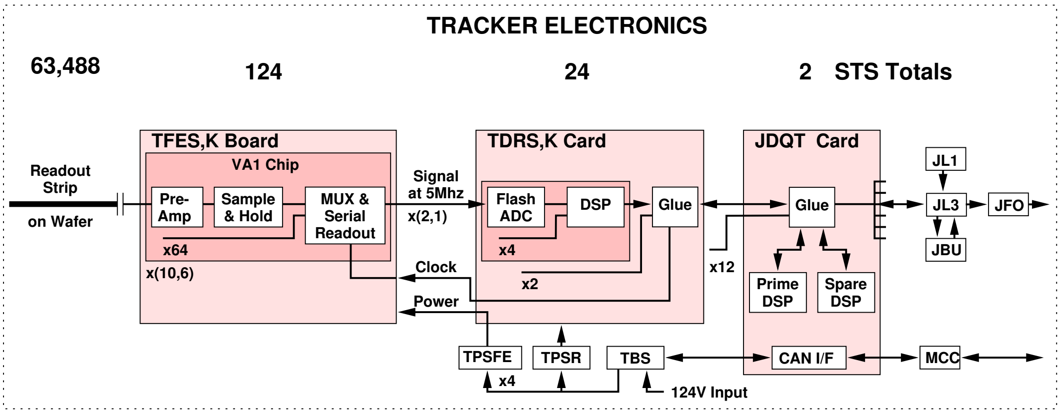


FIG. 2.4 – Configuration électronique du détecteur de trajectoires

Le système d'acquisition

Le schéma *fig. 2.4* illustre la configuration de la chaîne d'acquisition : une fois les signaux analogiques acheminés au niveau supérieur de réduction des données appelé TDR où ils sont digitalisés et compressés indépendemment pour S et pour K, ils sont transmis sur une ligne sérielle (via un optocoupleur pour les données K) au JDQT où ils sont rassemblés pour toute une moitié du détecteur de trajectoires. Le circuit de niveau 3 (JL3) rassemble l'information en provenance des JDQT et du reste du détecteur AMS-01. Le flux de données du détecteur de trajectoires nécessite deux cartes JDQT qui chacune relaie l'information de 8 cartes TDRS et 4 cartes TDRK, une de ces cartes s'occupant respectivement de 4 et de 8 échelles.

Le JDQT ne relaie pas seulement l'information : une procédure spéciale est implémentée afin de réduire le flux de données vers le JL3 qui serait sinon incompatible avec la bande passante. Les échelles K étant beaucoup plus bruyantes que les échelles S, la composante K ne survit à son passage que si elle est associée à une composante S de la même échelle.

Le JL3, une fois les coordonnées de la trajectoire déterminées à l'aide du système de temps de vol, les corrèlent à celles des données du trajectographe : si elles sont compatibles (à des fins de rapidité, cette compatibilité est fournie par une table préalablement calculée), l'événement est accepté et enregistré.

Lorsqu'une particule qui traverse le détecteur est acceptée par le niveau 1 de déclenchement (ToF), le signal parvient aux cartes TDR après une attente de $6\,\mu$s, qui est le temps de mise en forme des signaux. Puis commence la séquence logique de lecture du VA qui est entièrement gérée par le XILINX [3] : il s'agit de quatre signaux digitaux : échantillonage et gel de l'information analogique (sample & hold), initiation de la séquence, balayage des canaux et remise à zéro. Les canaux sont lus à la fréquence de 5 MHz. Les 10 VA de l'hybride S sont convertis par deux ADC, afin de réduire le temps mort du détecteur qui est alors (l'hybride K est pourvu de 6 VA) : $\tau_{\text{dead}} = 6 \cdot 64 \cdot 0.2 \cdot 10^{-6} + 6 \cdot 10^{-6} \simeq 83\,\mu$s, où le premier terme du membre de droite est le temps de la séquence et le second le temps de mise en forme. Un temps mort supplémentaire est introduit par le processeur DSP après l'ingestion des données (toutefois cette description décrit le temps mort "idéal", la section 3.3 dévoile la vérité sur l'implémentation finale).

Par la suite, je reviendrai sur la construction et la mise en œuvre du détecteur de traces à travers la description du banc de développement et de qualification des hybrides et des échelles de AMS-01 et celle du programme de compression et de calibration des données au niveau du TDR.

Le détecteur de trajectoires de AMS-01 n'est pas complété : il est constitué de 57 échelles réparties sur les six plans et qui en maximalisent l'acceptance. Globalement, le détecteur de trajectoires peut être caractérisé ainsi :

- 6 plans qui représentent environ $2\,\text{m}^2$ de silicium double face
- une précision de $\sim 10\,\mu$m dans le plan de courbure (une résolution de 10% en impulsion à 5 GV/c)
- près de 60'000 canaux de lecture traités en parallel par une batterie de 24 processeurs

[3] Il gère toute la logique de la carte : pas un signal logique n'entre ou ne sort de la carte ou même ne transite d'une puce à l'autre, sans qu'il ne passe par lui. Ainsi il en va des données de conversion digitale entre l'ADC et le processeur DSP, de la logique d'échantillonage de l'ADC et de la gestion des protocoles de communication.

- un rapport $S/N \sim 10$ pour une particule minimalement ionisante de charge $|Z| = 1$
- environ 365 W de puissance consommée (1 kW au total pour AMS-01)
- des structures de soutien en nid d'abeille afin de réduire au maximum la quantité de matière traversée ($<$ 3 % de longueur de radiation) et ainsi minimiser les effets de la diffusion multiple
- une mécanique très légère, peu sensible aux variations de température et de très grande précision métrologique (la position des échelles sur les plans est connue à $\sim 5\,\mu$m près)

2.1.5 Le détecteur Čerenkov

La confusion entre des particules de même charge mais de nature différente est délicate, notamment les électrons des antiprotons et les positons des protons dont on a discuté auparavant l'importance. C'est pourquoi un détecteur aérogel d'indice de réfraction $n = 1.035$ (seuil pour les protons à $E_p = 3.5\,\mathrm{GeV}$) a été disposé : composé de deux plans et un total de 168 cellules il couvre environ un quart de l'acceptance géométrique.

2.1.6 Le système d'anticoïncidence

Afin d'éviter des déclenchements intempestifs dû au passage de particule interagissant avec les parois de l'aimant et ainsi rejeter ce bruit de fond, une couche de scintillateurs plastiques est disposée sur la paroi interne de l'aimant. Un déclenchement qui se produit en coïncidence avec un signal provenant de ce système est rejeté.

2.1.7 Le bouclier basse énergie

Au sommet du détecteur AMS est installé un bouclier qui représente $1.5\,\mathrm{g/cm^2}$ pour des particules d'incidence parallèle à l'axe z. Il est destiné à la réjection du flux dominant des protons à basse énergie $E \lesssim 10\,\mathrm{MeV}$ d'origine solaire. En contre-partie, la production de rayons δ augmente sensiblement et les spectres sont légèrement atténués : la quantité de matière traversée pour parvenir au niveau du premier plan du détecteur de trajectoires est ainsi relevée à $3.5\,\mathrm{g/cm^2}$.

2.2 La carte de qualification des échelles

A Genève débutait en 1996 le développement d'une carte électronique destinée à la qualification des futurs hybrides et des futures échelles. Parmi les diverses options qui s'offraient, la solution retenue fut de réaliser une carte qui s'insérerait complètement sur le support ISA d'un ordinateur de type PC. Aussi bien la partie analogique que digitale, cette dernière étant alimentée par l'ordinateur lui-même. Néanmoins l'alimentation de la partie analogique serait indépendante et placée à l'extérieur afin de minimiser le bruit électronique.

Préalablement à la réalisation de cette carte, il fallait rechercher un convertisseur analogique-digital (ADC) qui serait approprié à la conversion des signaux en provenance des préamplificateurs des hybrides et qui serait installé sur ces cartes de test en prévision de son utilisation final sur le détecteur AMS-01. L'ADC 12 bits CLC949 de chez National Semiconductor après des tests de radiation [89] fut choisi en raison de ses excellentes caractéristiques de consommation et de vitesse ($<$ 70 mW à 5 MHz), de bruit et de résistance à l'environnement spatial (radiations, température).

Test de radiation
Des tests de radiation de 3 CLC949 furent effectués à l'hôpital cantonal de Genève. Une dose de 201 Gray d'une source de ^{60}Co fut appliquée, équivalente à 10 ans d'exposition aux radiations dans l'espace. La tension de référence et le courant d'alimentation relevés après quatre pas successifs d'exposition de 20, 50, 50 et 80 Gray ont montré un comportement stable. Avant et après l'exposition, des rampes de tension et des tensions sinusoidales étaient appliquées, dans un domaine de fréquence compris entre 10 kHz et 20 MHz et les données collectées. Aucune détérioration significative n'a pu être mise en évidence.

2.2.1 Conception

Le schéma synoptique de la *fig. 2.5* illustre la structure de la carte et expose son principe de fonctionnement.

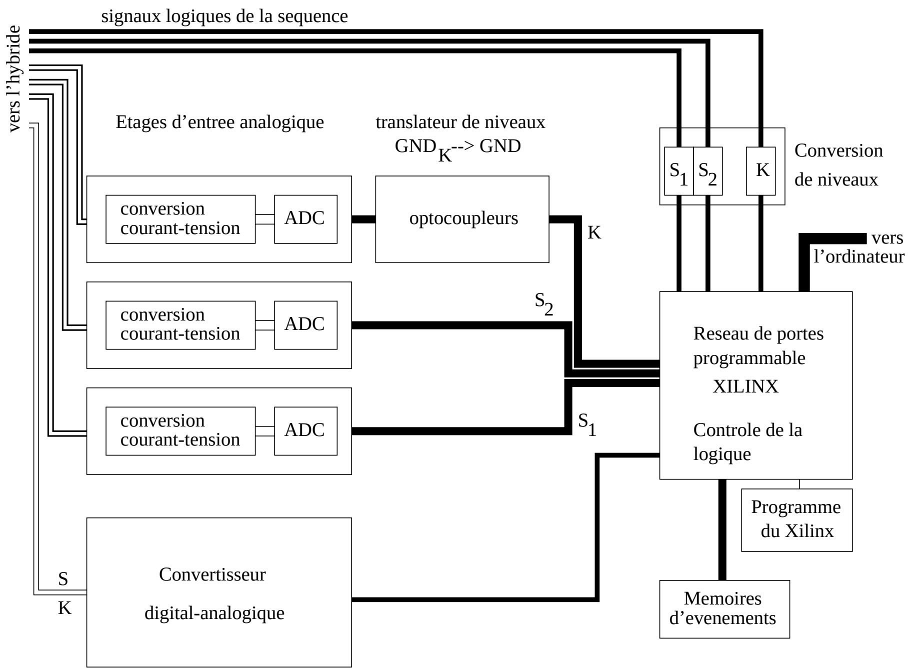


FIG. 2.5 – Schéma synoptique de la carte de test d'échelle.

L'élément central de la carte est une puce électronique de type réseau de cellules programmables XC3195A de chez XILINX qui joue le rôle de boîte noire pour le contrôle de toute la logique de la carte et dont nous allons dévoiler le fonctionnement.

Disposés autour de cet élément central, on aperçoit des puces de mémoires de type FIFO 7205, trois blocs analogiques qui se décomposent principalement en un ADC et un étage d'entrée différentielle de conversion courant-tension, des cicuits de conversion digitale-analogique (DAC) et de mémoires de programme pour l'initialisation du XILINX. En plus de cela, on remarque des optocoupleurs entre l'étage d'entrée analogique K qui est à la tension de déplétion des échelles (on appelera la masse correspondante GND_K) et des translateurs de niveaux pour les signaux logiques de l'hybride car les tensions des niveaux logiques des préamplificateurs sont différentes de celles qui définissent les niveaux logiques TTL. La carte est pilotée par une horloge 20 MHz.

Le XILINX est un circuit qui contient en son sein quelques milliers de cellules, toutes programmables individuellement ; chacune de ces cellules peut réaliser deux fonctions booléennes quelconques de cinq entrées, chaque résultat peut éventuellement être repris sur l'entrée d'une bascule, pilotée par un choix restreint d'horloges internes. Ce circuit s'occupe de la gestion des points de logique suivants :

- la communication selon le protocole ISA avec l'ordinateur
- la génération de la séquence de l'hybride dans divers modes
- la gestion de la mémoire des événements
- la lecture et le pilotage des ADC
- la programmation des convertisseurs numérique-analogique
- le lecture de la sonde de température

Des informations complètes de la carte sont à disposition quelque part [90].

Le schéma de la *fig. 2.6* présente l'étage d'entrée analogique de la carte. Le comportement de cet étage d'entrée analogique est le suivant :

$$\text{ADC counts} = \text{MID} + \text{MID} \cdot \frac{V_{in}^{+} - V_{in}^{-}}{2}$$

où

$$\frac{V_{in}^{+} - V_{in}^{-}}{2} = R \cdot (-\frac{1}{2R_1} + \frac{2}{R_2}) \cdot (5 - V_{\text{refmo}}) + R \cdot I_{in}$$

avec MID $= 2^{11}$ (mi-échelle de l'ADC) ; V_{refmo}, la tension de référence interne de l'ADC ($V_{\text{refmo}} = 2.25\,\text{V}$) et I_{in}, le courant d'entrée différentiel.

Etant donné un piédestal PED et un courant différentiel maximum I_{max}, le choix des résistances R, R_1 et R_2 se calcule de façon unique à l'aide des équations

$$-\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = \frac{2 \cdot (\text{PED} - \text{MID})}{R \cdot \text{MID}(5 - V_{\text{refmo}})} = \frac{2 \cdot (1 - R \cdot I_{\text{max}})}{R(5 - V_{\text{refmo}})}$$

En fixant $I_{\text{max}} = 250\,\mu\text{A}$ et PED = 1000 ADC counts, les équations mènent aux valeurs de résistances suivantes :

- $R = 6.2\,\text{k}\Omega$
- $R_1 = 3.51\,\text{k}\Omega$
- $R_2 = 2.87\,\text{k}\Omega$

Une grande valeur de PED a été choisie en regard de la large dispersion des piédestaux des préamplificateurs (c.f. *fig. 2.15* de la section 2.3). Ainsi, près d'un quart de la plage dynamique est malheureusement perdu.

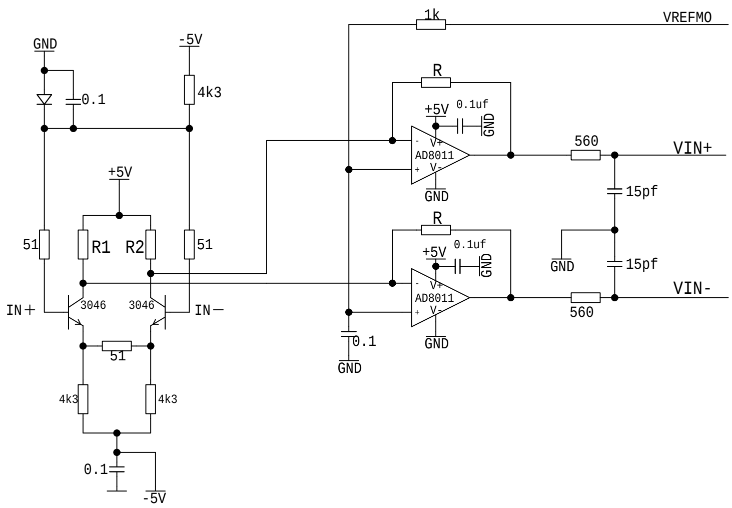


FIG. 2.6 – Schéma de l'entrée analogique de la carte PC.

Le senseur de température

Sur l'hybride K est installé un senseur de température de type DS1820 qui est partiellement piloté par la carte de qualification, le protocole de communication étant géré par l'ordinateur. L'installation de ce senseur est motivée en particulier par la sensibilité de l'aimant aux variations de température (hystérèse irréversible au delà de 40 $^{\circ}C$) et de la dépendance du courant de fuite des échelles et donc du rapport signal sur bruit (c.f. *fig. 3.1* de la section 3.1). Ce senseur après avoir été éprouvé durant un certain temps via la carte de qualification a définitivement pris place en divers points critiques du détecteur AMS-01. Il suffit de seulement deux connexions sur laquelle les senseurs sont placés en série pour la communication (l'alimentation étant de type parasite, *i.e.* la ligne de données et d'alimentation sont confondues). L'adressage d'un senseur particulier est possible car une signature unique lui est attribuée lors de sa production.

La programmation de la carte

Revenons brièvement sur la logique du préamplificateur VA HDR, sommairement décrite dans la section 2.1. Les quatre signaux logiques principaux

- **HOLD** : changement d'état pour signifier au VA de geler l'information analogique des entrées
- **SHIFT_IN** : une impulsion pour initier la séquence de balayage
- **CK_VA** : une impulsion avance le pointeur d'un canal

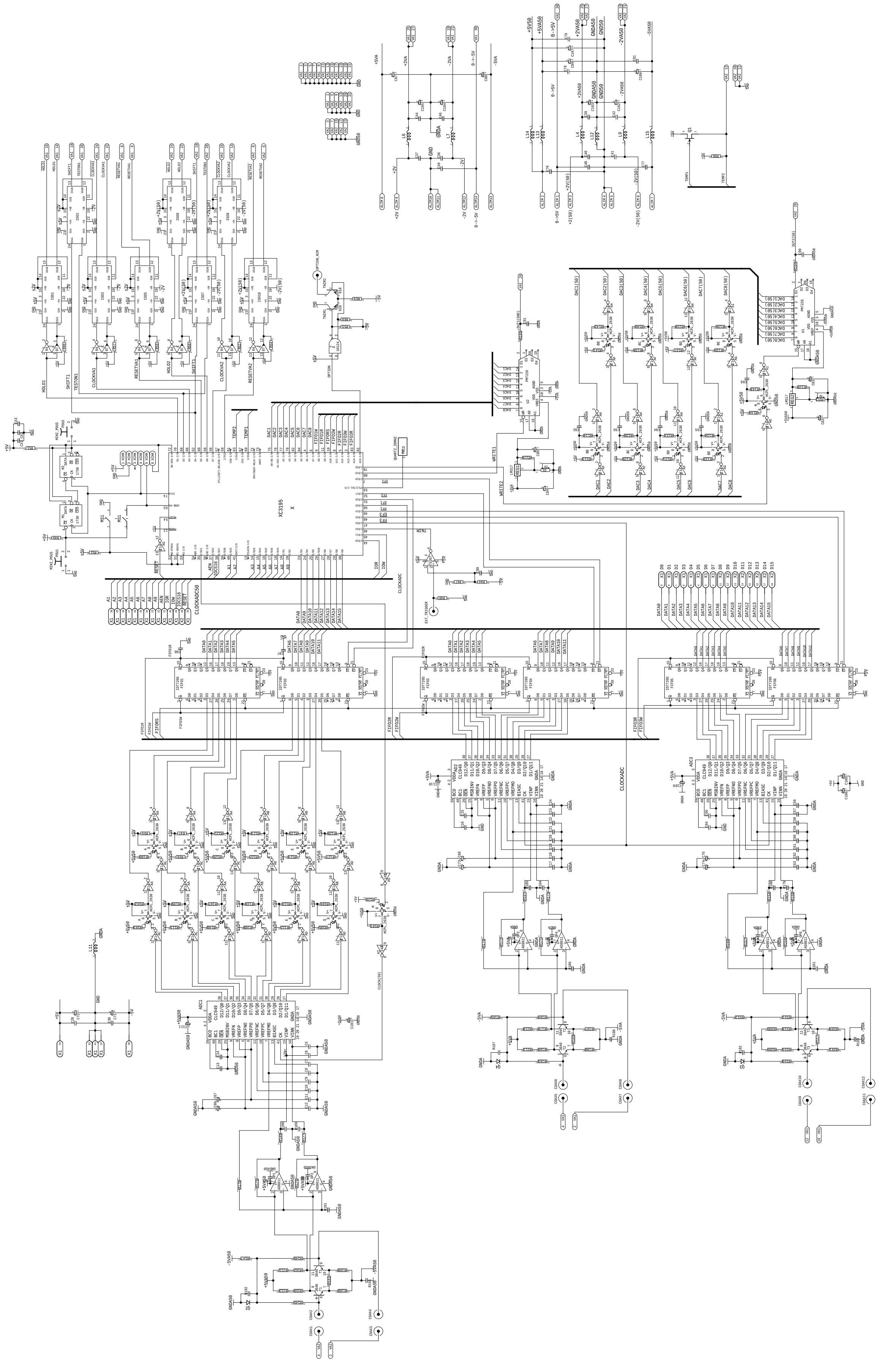


FIG. 2.7 – Schéma de la carte PC.

- **RS_VA** : une impulsion à la fin de la séquence assure que les pointeurs de canaux sont remis à zéro

permettent de contrôler la séquence de lecture ainsi que l'illustrent les *fig. 2.11*, où les signaux **FIFO_WR** contrôlent la mémorisation de l'évenement après échantillonage par l'ADC. C'est le mode de fonctionnement du VA dit **EVENT** et la procédure de gestion de la logique des signaux du VA dans ce mode est appelée “EVENT”.

L'autre mode de fonctionnement du VA est le mode de test dit **TESTON**. Pour entrer dans ce mode, l'état du signal **TESTON** doit être changé. Le signal d'entrée du préamplificateur n'est plus relié au détecteur mais à une source extérieure, un DAC par exemple. Après avoir fait le choix d'un canal en particulier, un signal est injecté. La sortie du préamplificateur peut alors être lue continûment, cela sera appelé la procédure “SCOPE”. Les *fig. 2.10* illustrent le fonctionnement d'une procédure de “GAIN” en mode **TESTON** : le passage d'un canal à l'autre est beaucoup moins rapide que lors de la lecture d'un événement dans le mode **EVENT** puisqu'une charge (réglable) est injectée individuellement dans chaque canal, l'un après l'autre ; la réponse est lue après un temps de mise en forme. Ce mode est donc très utile pour caractériser le gain de chaque canal et pour régler les paramètres de fonctionnement du VA.

Les fonctions principales implémentées dans le circuit XILINX sont la génération de la séquence de la procédure “GAIN” et de la procédure “SCOPE” en mode **TESTON** et de la génération de la séquence de lecture rapide “EVENT” dans le mode **EVENT**.

Des exemples de programmation graphique de la logique du XILINX sont donnés *fig. 2.8* et *fig. 2.9*.

Le tableau 2.1 notifie les diverses fonctions existantes, et les divers modes de fonctionnement sont résumés à la table 2.2. A noter que

- la zone d'adressage du XILINX s'étend sur 16 bits et se fait sur le port d'entrée-sortie ISA d'un PC
- le processus *SCOPE* consiste en 256 lectures au train de 10 MHz en mode *TESTON*, tandis que le processus *EVENT* est la procédure de lecture complète d'un événement, à la fréquence de 2 MHz. Ces deux processus peuvent utiliser le DAC pour générer la charge sur les VA, ils peuvent être déclenchés de façon externe par une impulsion NIM et peuvent lancer une interruption (afin d'éviter le bruit électronique, il est préférable de faire communiquer la carte et l'ordinateur sur des requêtes d'interruption). Le processus *GAIN* est une procédure de lecture en mode *TESTON*, prenant pleinement en charge le contrôle du DAC

TAB. 2.1: Registres du XILINX.

BASE + \$ 00	lecture
D0-D11	donnée dans la mémoire de stockage des données S1
D14	la mémoire de stockage des données S1 est pleine
D15	la mémoire de stockage des données S1 est vide
BASE + \$ 00	écriture
D8	Remise à zéro des VA S
D9	remise à zéro des VA K
D10	remise à zéro de toutes les mémoires de stockage des données
BASE + \$ 02	lecture
D0-D11	donnée dans la mémoire de stockage des données S2
D14	la mémoire de stockage des données S2 est pleine
D15	la mémoire de stockage des données S2 est vide
BASE + \$ 04	lecture
D0-D11	donnée dans la mémoire de stockage des données K
D14	la mémoire de stockage des données K est pleine
D15	la mémoire de stockage des données K est vide
BASE + \$ 06	écriture
D8	DAC ENABLE (le DAC est chargé lors du déclenchement d'une séquence *SCOPE* ou *EVENT* avec la valeur dans le registre du DAC, puis remis à zéro à la fin de la séquence)

D9	TESTON
D10-13	Choix du processus (SCOPE, GAIN, EVENT ou balayage manuel des canaux)
D15	ENABLE (autorisation d'un déclenchement externe)
BASE + $ 06	lecture
D8	état de *DAC ENABLE*
D9	état de *TESTON*
D12	processus quelconque en cours
D13	*GAIN* en cours
D15	*ENABLE* (autorisation d'un déclenchement externe, est remis à zéro après chaque déclenchement externe)
BASE + $ 08	lecture-écriture
D8-D11	nombre de VA du côté S
D12-D15	nombre de VA côté K
BASE + $ 0A	lecture-écriture
D0-D15	registre de delai (incrément of 50ns pour le processus de lecture standard, et de 100ns pour le processus de gain)
BASE + $ 0C	écriture
D8	*DATA* senseur de température
D9	*POWER* senseur de température
D10	chargement du DAC ct̂é S et K (à des fins de test)
D11	remise à zéro de l'interruption (IRQ)
D12	polarité du signal *Shift In* (0 :Space/ 1 :ERNI)
D13	autorisation d'interruption IRQ (une fois un des processus terminé, une interruption est demandée (requested))
D15	mode de travail du DAC (D15=0 : impulsions positives seules autorisées, D15=1 : des impulsions positives et négatives sont possibles)
BASE + $ 0C	lecture
D8	*DATA* senseur de température
D10	la mémoire de stockage des données K est pleine
D11	la mémoire de stockage des données K est vide
D12	la mémoire de stockage des données S1 est pleine
D13	la mémoire de stockage des données S1 est vide
D14	la mémoire de stockage des données S2 est pleine
D15	la mémoire de stockage des données S2 est vide
BASE + $ 0E	lecture-écriture
D0-D15	valeur de chargement du DAC
BASE + $ 10	lecture-écriture
D8	mode de travail de la sortie NIM (D8=0 : trigger, D8=1 : défini par l'utilisateur)
D9	état de la sortie NIM en mode contrôle utilisateur
BASE + $ 12	lecture
version du code	00010101 (V 1.5)

2.2.2 Programmes d'acquisition

Divers programmes ont été développés pour utiliser la carte PC au mieux de ses performances, citons les plus importants :

- *Scope* : il est destiné à la visualisation des données extraites des ADC selon les diverses procédures dans les deux modes **EVENT** et **TESTON**. Les registres du XILINX peuvent également être

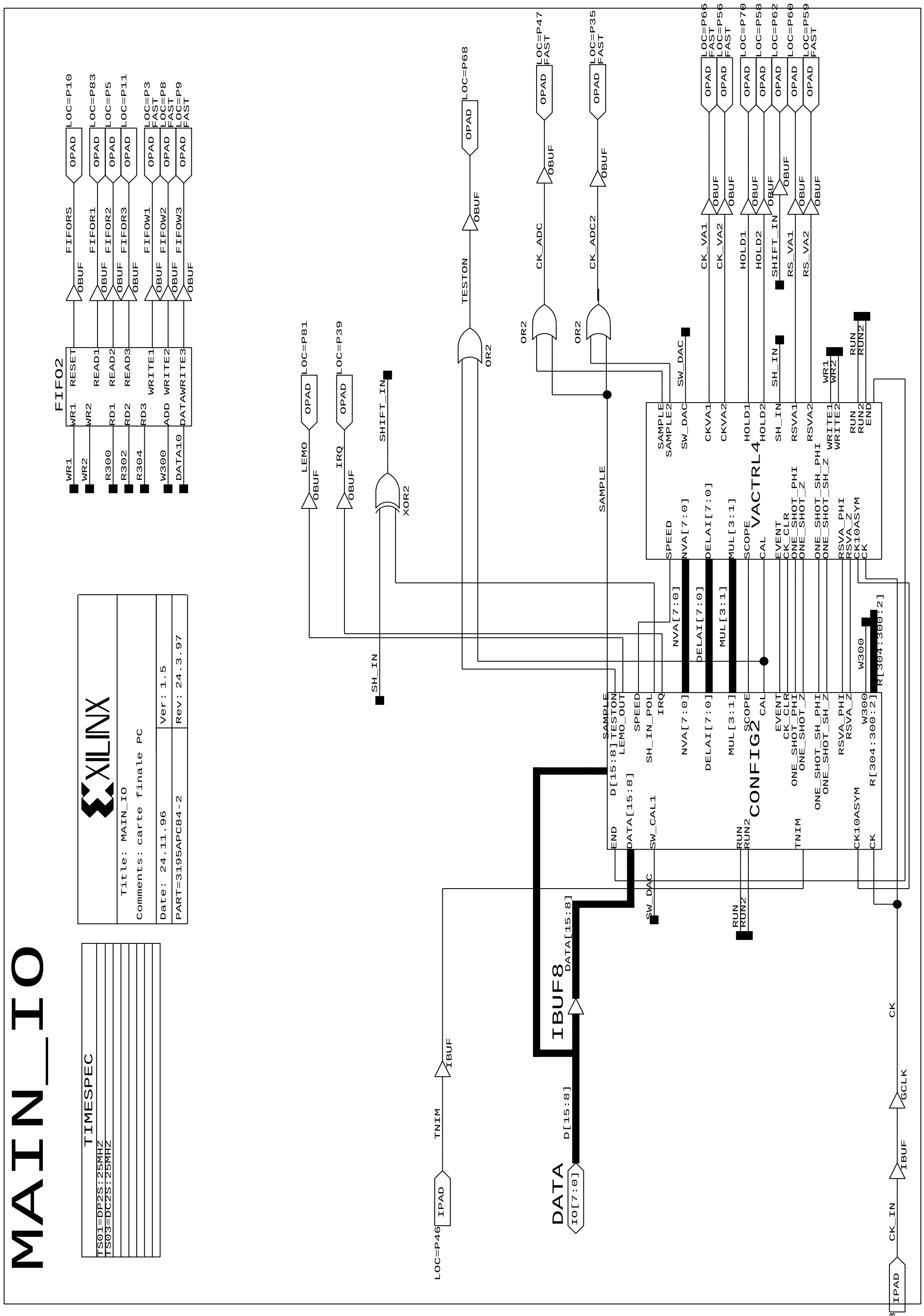


FIG. 2.8 – Le schéma d'entrée-sortie.

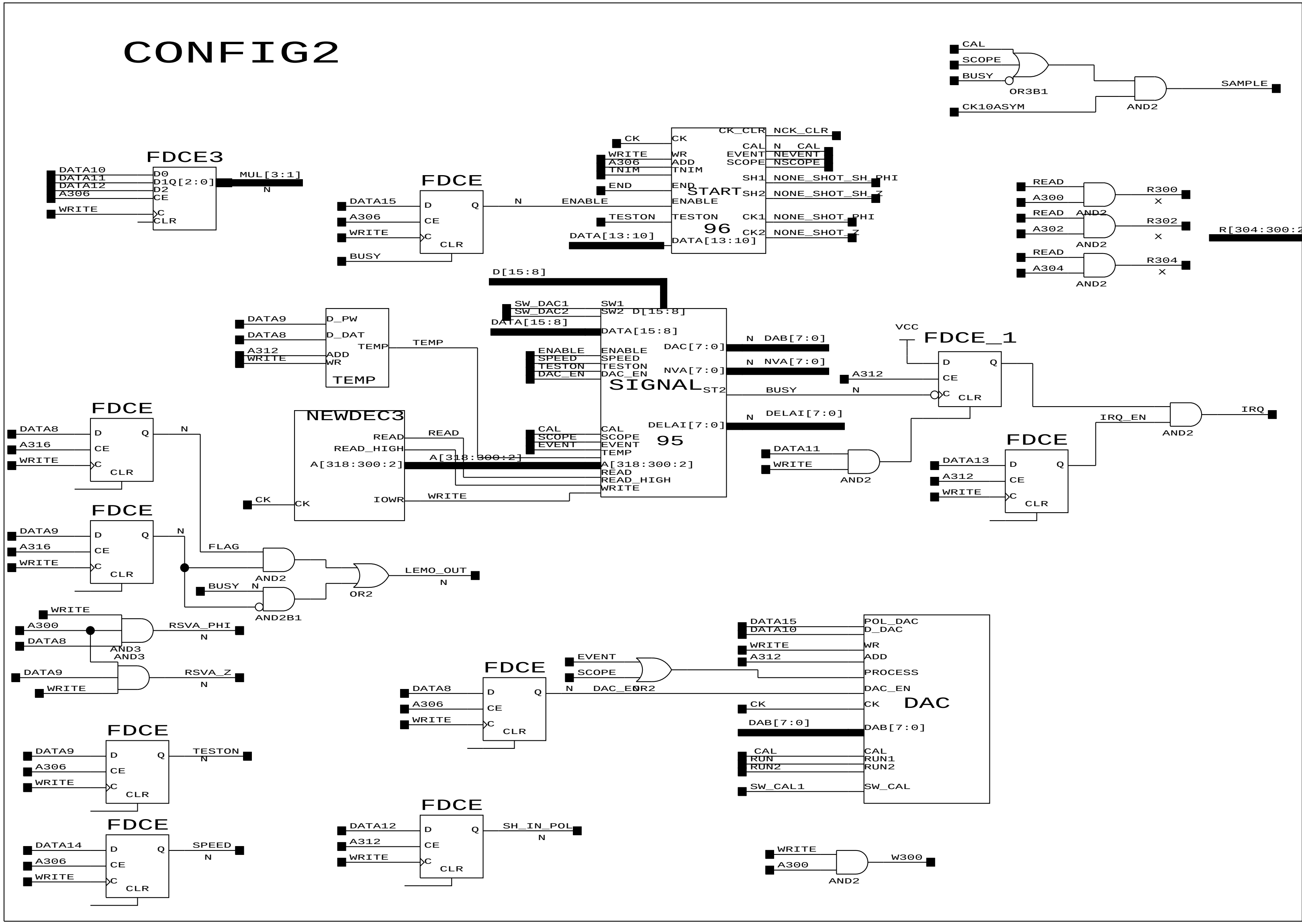
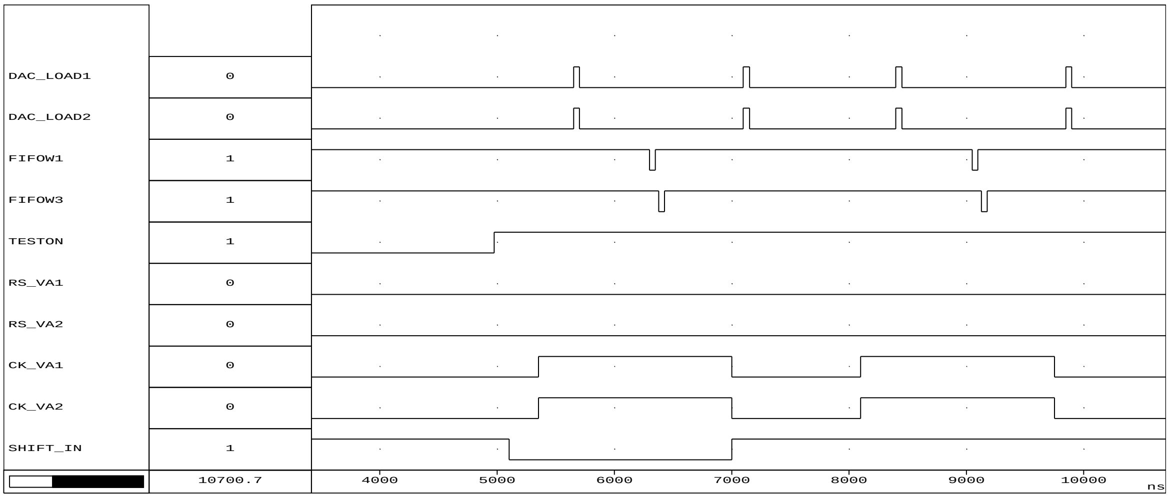
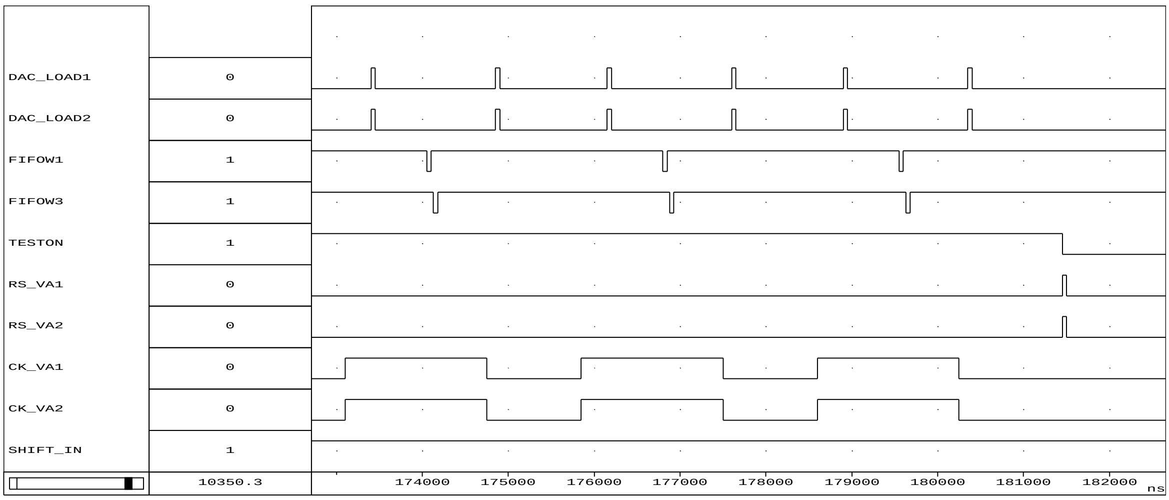


FIG. 2.9 – Le schéma de contrôle des procédures.

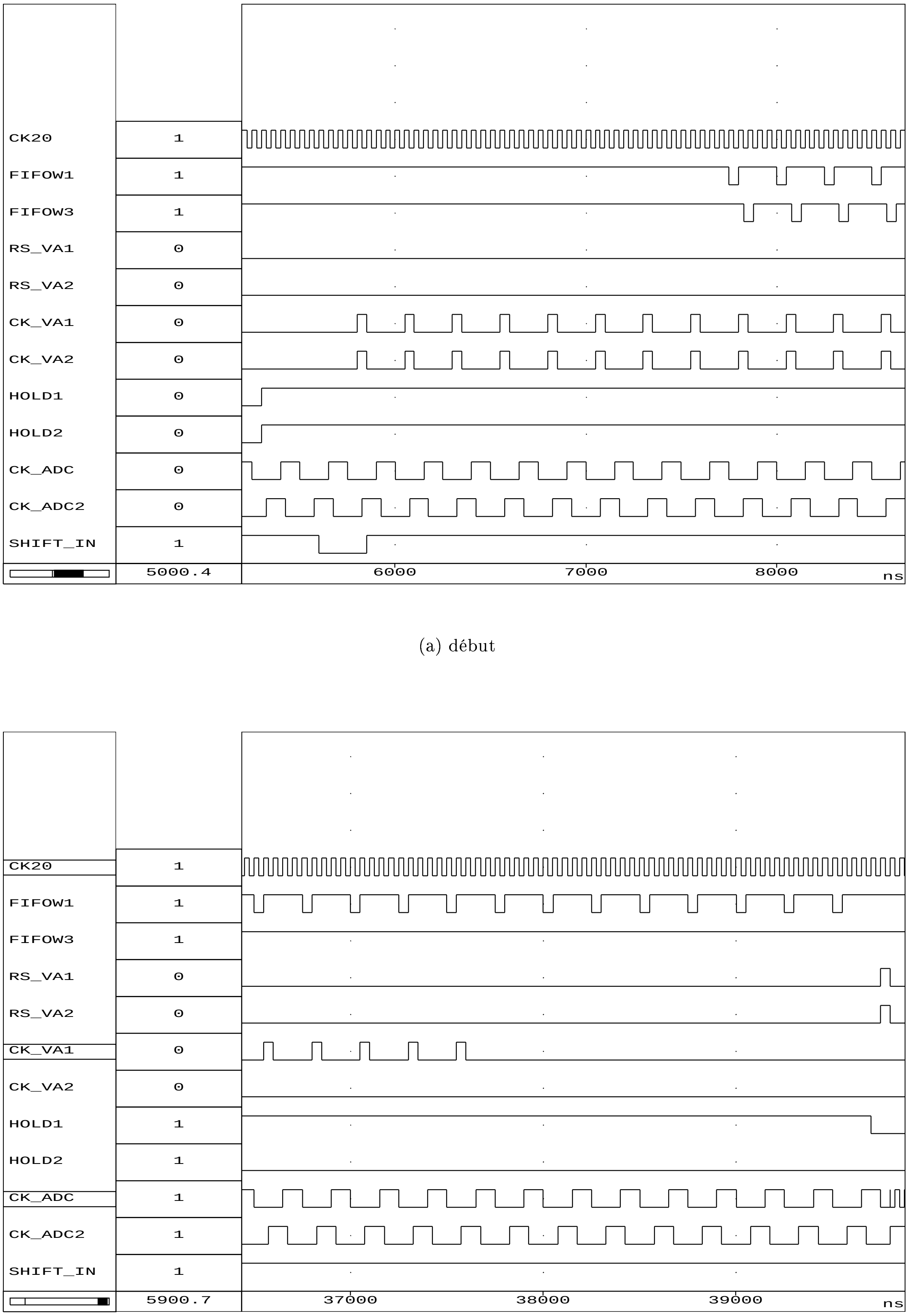


(a) début



(b) fin

FIG. 2.10 – Séquence de la procédure de gain.



(a) début

(b) fin

Fig. 2.11 – Séquence de la procédure de lecture standard.

ENABLE	TESTON	D13	D12	D11	D10	*processus*
OFF	OFF	0	1	1	0	*EVENT*
ON	OFF	0	1	1	0	*EVENT*
OFF	ON	0	1	1	0	*SCOPE*
ON	ON	0	1	1	0	*SCOPE*
-	-	0	0	1	0	1 impulsion sur CK_S
-	-	0	0	1	1	1 impulsion sur CK_K
-	-	0	1	0	0	1 impulsion sur CK_S et sur $SHIFT\ IN_S$
-	-	0	1	0	1	1 impulsion sur CK_K et sur $SHIFT\ IN_K$
-	-	1	x	y	z	*GAIN*

où xyz détermine le facteur de relaxation

TAB. 2.2 – Mode de séquences XILINX.

modifiés, etc. Il se veut le reflet des possibilités qu'offre la carte PC
- *Calib* : il est destiné à calibrer les modules (hybrides ou échelles). Il s'agit d'une acquisition d'un grand nombre d'évenements en lecture rapide "EVENT", sans déclenchement externe, et en lecture lente "GAIN". Un compte rendu des propriétés des canaux (leur niveau moyen, leur bruit, leur gain) est généré. La section 2.3 décrira amplement ce que **calibration** signifie dans le cadre de notre détecteur de traces
- *Cluster* : il est destiné à la compression des données des modules, avec un déclenchement externe si nécessaire. La lecture préalable du compte rendu qui caractérise les canaux généré par le programme *Calib* est effectuée

2.2.3 Conclusion

L'utilisation de la carte PC a été au delà du cadre de ce pour quoi elle avait été conçue, à savoir la qualification des hybrides et des échelles. Elle a été l'outil qui a guidé dans une large mesure le développement et la réalisation du détecteur de trajectoires, ainsi :

- la qualification de l'étage d'entrée analogique
- l'élaboration et l'optimisation de la séquence digitale du préamplificateur VA HDR
- la compréhension et les réglages des paramètres de fonctionnement du VA HDR
- la définition et l'expertise pour les algorithmes de traitement des données qui nous ont mené au développement du programme de compression des données TDR (c.f. section 2.3)
- comme relais au développement du programme de gestion des senseurs de température
- la compréhension des prototypes d'hybrides et d'échelles
- la définition de la procédure de fabrication des hybrides et des échelles
- la qualification finale et en cours de construction des hybrides et des échelles

Donc des premiers balbutiements à la réalisation finale du détecteur de trajectoires AMS-01, de sa conceptualisation à son existence, cette carte de qualification nous a accompagnés grâce à sa souplesse et à sa simplicité d'utilisation et au suivi dans la maintenance de la carte et de ses programmes de gestion.

2.3 Le programme de réduction des données

Le programme du système d'acquisition TDR (Tracker Data Reduction Board) est dédié à la compression des données du détecteur de trajectoires afin de n'en conserver que l'information physique. Le cahier des charges de ce programme est de pouvoir fonctionner en acquisition d'événements physiques à une fréquence de près de 2 kHz, tout en ne délivrant au niveau supérieur que les données essentielles afin de ne pas étouffer les lignes de communication. Pour que cela soit possible, il faut traiter les données de telle sorte à les réduire (il s'est avéré de quelque 99.8 %). Cela signifie qu'il faut également implémenter dans ce programme une procédure de calibration qui caractérise au mieux les propriétés individuelles de tous les canaux. Ainsi, le programme de réduction des données du détecteur de trajectoires se décompose essentiellement en deux parties :

- compression
- calibration

Autour de celles-ci sont greffées les procédures de gestion de la mémoire et des entrées-sorties qui ne sont pas triviales.

Dans une section précédente 2.1.4, la configuration électronique du détecteur de trajectoires a été présentée *fig. 2.4* : le programme que nous allons décrire ici est celui qui est implémenté dans le TDR et qui effectue la plus large part de la réduction des données ; en complément de ce programme, la réduction est encore accrue au niveau JDQT. Nous discuterons plus tard de ce qui nous a mené à l'introduction de cette étape de compression supplémentaire au niveau du JQDT, où les données compressées S et K en provenance de 32 échelles sont réunies pour la première fois.

Outre que le flux qui peut transiter soit strictement limité à tous les niveaux de la chaîne d'acquisition, la difficulté réside dans la gestion optimale des ressources en puissance de calcul et en mémoire qui sont très réduites au niveau d'un TDR. Les données brutes sont mises en forme par un circuit de type XILINX puis injectés dans le processeur de signaux digitaux (DSP) 33 MHz. Les TDRK traitent les données en provenance de 4 échelles, soit 1280 canaux et les TDRS de 2 échelles, soit 1536 canaux [4]. Pour satisfaire à la fréquence d'acquisition de 2 kHz, il faut donc que la procédure de compression, y compris la gestion des entrées-sorties, ne nécessite pas plus de 11 instructions de code par canal de lecture.

Ce qui suit expliquera le fonctionnement des algorithmes de compression et de calibration afin de satisfaire aux diverses contraintes.

Définition d'un événement

Un événement est la donnée de l'état du détecteur de trajectoires à un instant donné. L'état du détecteur de trajectoires sont les données de l'état de la totalité des canaux du détecteur de trajectoires. L'état d'un canal est la donnée d'un résultat de la mesure du signal qui lui correspond. Tous les signaux sont idéalement nuls si une particule n'est pas passée à travers le détecteur. Si une particule est passée, un certain nombre de canaux produiront un signal physique q non nul. Pourtant, nous ne nous trouvons pas dans le cas idéal et le signal x d'un canal peut se décomposer ainsi

$$x_k^{ij} = p^{ij} + cn_k^j + s_k^{ij} + q_k^{ij}$$

où i est l'indice du canal, j, du VA et k, de l'événement et

- p est le piédestal du canal, c'est-à-dire sa valeur moyenne, déterminé lors de la calibration
- cn est le bruit commun, une fluctuation événement après événement, à l'échelle d'un VA
- s est une fluctuation additionnelle à l'échelle d'un canal
- q, le signal physique

et x_k^{ij} est une valeur entière sur 12 bits. On définit la **valeur réduite** r du signal

$$r_k^{ij} = x_k^{ij} - p^{ij} - cn_k^{ij}$$

et le bruit d'un canal

$$\sigma^{ij} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N} {s_k^{ij}}^2}.$$

[4]Dans cette section, la définition du TDR a changé : une carte TDR est en fait constituée de deux entités TDR, chacune disposant d'un centre de calcul DSP (+1 inusité pour satisfaire à la nécessaire redondance pour une expérience spatiale), d'un circuit d'interfaçage XILINX et de 2(4) étages d'entrée analogique S(K).

Définition d'un essaim

Un essaim est un ensemble de pistes contigues de lecture qui participent à la collection de charge déposée au passage d'une particule dans le silicium. Le déclenchement d'un essaim est la demande que la valeur réduite d'une piste de lecture sur son bruit dépasse un certain seuil

$$(S/N)_{\text{trigger}} \begin{cases} > 2.75, & \text{côté S (et aussi un signal} > 10 \text{ coups ADC)} \\ > 3.5, & \text{côté K} \end{cases}$$

Les seuils choisis sont différents pour les deux côtés car, d'une part le bruit moyen du côté S est plus faible, et d'autre part la répartition du signal est déterminante de ce côté pour améliorer la résolution : il s'agit de localiser aussi précisément que possible le passage de la particule puisqu'il s'agit de la mesure de la déposition dans le plan de courbure.

Puis un balayage de part et d'autre de la piste de déclenchement de l'essaim définit son extension et ses bornes en recquérant que la valeur réduite d'une piste sur son bruit soit au delà d'un certain seuil, plus bas que le seuil de déclenchement en général

$$(S/N)_{\text{neighbour}} \begin{cases} > 1.0, & \text{côté S} \\ > 1.0, & \text{côté K} \end{cases}$$

On se référera par la suite à ce processus de recherche des essaims comme "recherche par seuil".

Le signal sur bruit de l'essaim est défini comme

$$(S/N)_{\text{cluster}} = \frac{\displaystyle\sum_{\{ij\}\in\text{cluster}} r_k^{ij}}{\sqrt{\displaystyle\sum_{\{ij\}\in\text{cluster}} {\sigma^{ij}}^2}}$$

Les modes de fonctionnement principaux du TDR qui furent définis sont les suivants

1. le mode de calibration
2. le mode de compression
3. le mode laser

Le mode de calibration est la séquence qui attribue des propriétés à chacun des canaux, telles que son piédestal, son bruit moyen et son statut ; la contrainte de temps ne s'est pas révélée limitative. Mais bien plutôt celle de place mémoire aussi bien pour la procédure que pour les données. A la fin de l'exécution de cette procédure, des tables d'états (qui caractérisent les canaux) sont transmises au niveau supérieur à des fins d'utilisation par le programme de reconstruction.

Le mode de compression est la procédure de travail proprement dite. Les pas successifs d'une telle procédure sont les suivants

1. réception d'un événement et soustraction des piédestaux
2. calcul et soustraction du bruit commun à l'échelle d'un VA
3. recherche des essaims (accumulation de charge localisée)
4. mise en forme et transmission de ces derniers au niveau supérieur

Dû à une limitation de la bande passante du JDQT vers le niveau 3 (0.48 Moctet/s), le principe de transmission des essaims K liés à la présence d'essaims S sur la même échelle fut adopté (procédure appelée *corrélation S-K* et implémentée dans le JQDT). Et dû à un bruit élevé des canaux situés sur le côté K, les seuils de déclenchement des essaims S et K furent l'un et l'autre ajustés (afin d'avoir environ 0.2 essaims S et 2.5 essaims K de bruit par échelle). Une réduction supplémentaire d'un facteur 3 de la quantité de données devant être transmises au niveau 3 fut obtenue. De cette solution, la reconstruction des événements n'est pas compromise puisque le bruit du côté K conjugué à l'ambiguïté de position et à la résolution plus faible restreint leur utilisation sur des traces définies par les essaims S. La fréquence d'acquisition peut alors atteindre, avec une longueur moyenne de quatre mots par essaims de bruit, plus de 1.5 kHz.

Le mode laser est destiné à retourner un certain nombre d'événements d'échelles prédeterminées (traversées par le rayon d'un laser) à des fins d'alignement du détecteur de trajectoires.

2.3.1 Calibration

Les diverses contributions qui interviennent dans la composition du signal sont ou dépendantes de l'événement ou indépendantes, le signal physique est supposé absent du signal puisque la calibration est exécutée aléatoirement (ce qui est approximativement le cas : en fait une barette bruyante de l'un des plans de scintillateur du système de temps de vol est utilisé pour cela). La procédure de calibration va s'employer à créér des tables qui caractérisent de façon statistique la réponse d'un canal donné :

1. son niveau moyen p^{ij}
2. son bruit moyen s^{ij}
3. le comportement du bruit $st^{ij} = \begin{cases} 1, & \text{le canal est bon} \\ 0, & \text{le canal est mauvais} \end{cases}$

Calcul des piédestaux

Le piédestal p^{ij} est donné par

$$p^{ij} = \frac{1}{N_p}\sum_{k=1}^{N_p} x_k^{ij}$$

car

$$\frac{1}{N_p}\sum_{k=1}^{N_p} x_k^{ij} = \frac{1}{N_p}\sum_{k=1}^{N_p} p^{ij} + \underbrace{\frac{1}{N_p}\sum_{k=1}^{N_p} cn_k^j}_{\to 0 \text{ par définition}} + \underbrace{\frac{1}{N_p}\sum_{k=1}^{N_p} s_k^{ij}}_{\to 0 \text{ par définition}} = p^{ij}$$

où $N_p = 2048$ est le nombre d'événements de cette phase et est choisi de telle sorte que l'erreur statistique soit inférieure à l'erreur due à la précision limitée sur 3 bits, à savoir 1/8 de coup ADC. Ainsi il en va des phases suivantes.

Soit σ, le bruit d'un canal. L'erreur sur son piédestal est de l'ordre de

$$\Delta p = \frac{\sigma}{\sqrt{N_p}} = \begin{cases} \sim \frac{1}{15}, & \sigma \simeq 3 \\ \sim \frac{1}{4}, & \sigma \simeq 10 \end{cases}$$

Calcul du bruit initial

Il consiste en la racine de la moyenne arithmétique du carré de la différence entre le signal et le piédestal correspondant

$$\sigma_{\text{raw}}^{ij} = \sqrt{\frac{1}{N_r}\sum_{k=1}^{N_r}(x_k^{ij} - p^{ij})^2},$$

où $N_r = 512$ est le nombre d'événements de cette phase. Le bruit commun est intégré au bruit individuel. Les valeurs obtenues sont histogrammées *fig. 2.12* : après avoir recherché le lieu de concentration maximal ces dernières, la moyenne $\bar{x}$ et la largeur σ de cette distribution sont calculées. Tous les canaux dont la valeur σ_{raw} se situe au dehors de l'intervalle

$$[\bar{x} - \alpha\sigma, \bar{x} + \alpha\sigma],$$

où α est un paramètre fixé à 14/8 durant le vol, sont déclarés inaptes à participer au calcul du bruit commun de la phase suivante, il leur est attribué un statut $st^{ij} = 0$. Le nombre de canaux qui ont réussi avec succès le passage de cette première phase sont au nombre de N_{CN}, il leur est attribué le statut $st^{ij} = 1$.

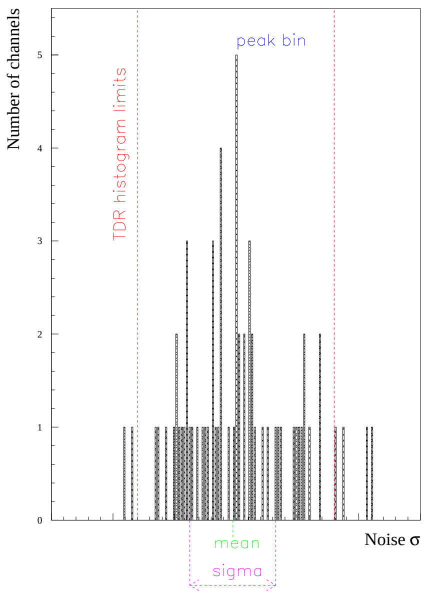


FIG. 2.12 – Illustration de la procédure d'histogramme pour la réjection de canaux prenant part au calcul du bruit commun.

Calcul du bruit final

Cette phase est une répétition de la précédente, avec soustraction du bruit commun en plus :

$$\sigma^{ij} = \sqrt{\frac{1}{N_s}\sum_{k=1}^{N_s}(r_k^{ij})^2},$$

où $N_s = 1024$ est le nombre d'événements de cette phase et où le bruit commun est calculé ainsi :

$$cn_k^j = \frac{1}{N_{\mathrm{CN}}}\sum_i (x_k^{ij} - p^{ij}) st^{ij}.$$

Cette phase se termine de la même façon que la précédente : après avoir histogrammé les valeurs du bruit, les statuts des canaux sont rafraîchis.

Réjection des canaux à comportement fortement non gaussien

Cette phase d'étude du comportement du bruit consiste en le comptage du nombre d'occurences où le signal s'écarte de façon significative (en unité de son bruit intrinsèque) de son niveau moyen sur un nombre donné d'événements. Ce seuil a finalement été déterminé de façon empirique afin de concillier une exigence et une constatation : celle de n'étiquetter que le pourcentage de canaux nécessaire au bon fonctionnement du système d'acquisition (éviter les étranglements jusqu'à environ 800 Hz) et le fait que la distribution des fluctuations de bruit d'un canal n'a pas un comportement exactement gaussien. Quantitativement, un canal est déclaré non gaussien lorsqu'il s'écarte plus de 2.5% des fois de 3 fois la largeur de son bruit individuel (si le comportement des canaux était gaussien, on s'attendrait à une fraction de 0.27%, 10 fois inférieure au seuil fixé). Lors de la compression, ces canaux étiquettés comme mauvais ne seront pas utilisés lors du calcul du bruit commun et ne pourront déclencher un essaim, ils seront en revanche acceptés comme voisins. Le nombre d'événements traités durant cette phase est $N_g = 2048$.

Donc en résumé les pas successifs réalisés lors d'une calibration sont les suivants

1. un certain nombre d'événements sont jetés dû au changement de mode de fonctionnement de l'hybride
2. calcul des piédestaux
3. calcul du bruit, première évaluation (bruit commun inclu)
4. calcul du bruit, évaluation finale
5. détermination des canaux dont le comportement du bruit est fortement non gaussien

Deux évaluations sont nécessaires pour le calcul du bruit intrinsèque des canaux, la première détermine les canaux qui n'ont pas un comportement acceptable en bruit commun, puis la seconde qui tient compte de canaux rejetés.

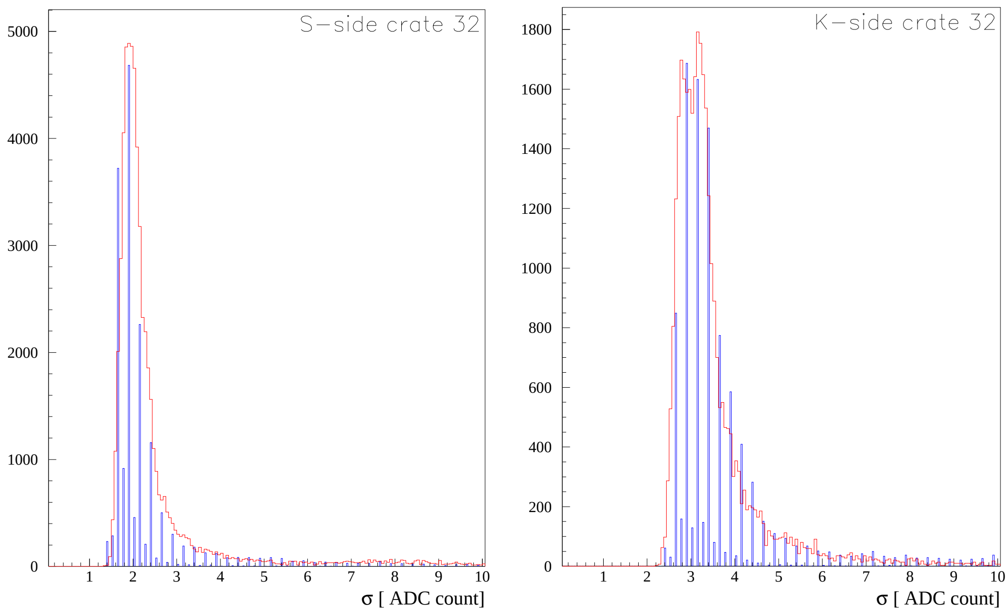
La *fig. 2.13* compare les résultats d'une calibration “en ligne” avec ceux obtenus “hors ligne”, illustrant les performances du mode de calibration.

Evaluation du temps d'exécution d'une calibration

1. calcul des piédestaux : 10 instructions/canal, 2000 événements
2. calcul du bruit : 50 instructions/canal, 1000 événements
3. étiquettage des mauvais canaux 30 instructions/canal, 1000 événements

Cela mène à une durée de 10 secondes pour exécuter une calibration. Durant le vol de AMS-01, le détecteur était recalibré chaque 30 minutes en moyenne. Le temps mort qui est introduit par la calibration est donc négligeable [5].

[5] Le programme du détecteur AMS-01 souffrait d'instabilités au niveau du JL3 et du JDQS (l'homologue du JDQT pour le ToF) qui n'ont pas été levées complètement. La solution retenue fut de réinitialiser tous les programmes chaque 30 minutes. La durée de cette opération est de 2 minutes et donc introduit un temps mort de près de 7%.



(a) (b)

FIG. 2.13 – Comparaison des résultats d'une calibration par le programme de réduction des données (en bleu) avec une calibration hors ligne (en rouge).

2.3.2 Compression

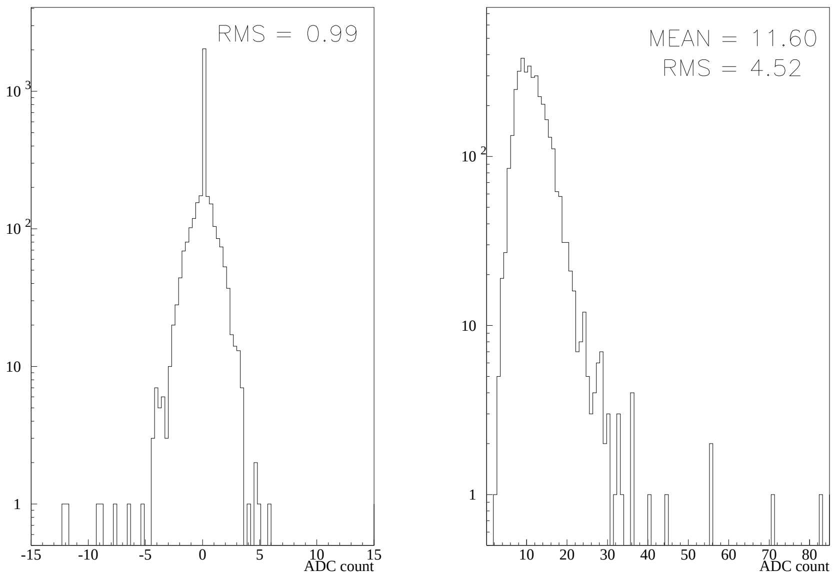
Traitement du bruit commun

Cet algorithme implémenté dans le TDR revêt une importance majeure. Une instabilité de celui-ci peut mener à une soustraction erronée du bruit commun. Le gage de succès de cet algorithme est donc la connaissance préalable de l'aptitude des canaux à participer à son calcul, tâche cruciale réalisé lors de la calibration : une mauvaise identification de ces canaux est susceptible de provoquer la mort d'un grand nombre de canaux d'un VA, induisant une baisse d'efficacité du trajectographe. De plus, si cette mauvaise identification est à l'origine de la mort d'un grand nombre de canaux, cela signifie que le bruit commun n'est pas calculé correctement menant à une soustraction quelque peu arbitraire de celui-ci. Donc soit un signal physique potentiel peut être perdu (soustraction trop grande), soit un essaim de bruit de grande taille peut être reconnu (soustraction trop petite), les problèmes qui surgissent à ce moment sont une consommation accrue de la puissance de calcul, un étranglement des lignes de communication, provoquant une baisse du taux de déclenchement.

La contrainte majeur au niveau du programme de compression est la rapidité de ce calcul. En effet, les algorithmes traditionnels, après une étape de calibration qui statue sur la qualité d'un canal pour prendre part à ce calcul, effectuent des balayages multiples pour supprimer le signal physique et éventuellement les canaux dont la déviation au bruit commun est trop importante et qui biaisent le niveau de bruit commun. Un tel algorithme consomme un très grand nombre d'instructions par canaux et son implémentation dans le programme de réduction des données du TDR est exclue. Mais la limitation est également au niveau de la procédure de calibration : en général, on calcule la corrélation d'un canal avec l'ensemble du VA

$$\rho^i = \frac{1}{N} \sum_k \sum_j \frac{(x_k^i - \bar{x}^i)(x_k^j - \bar{x}^j)}{\sigma^i \sigma^j}.$$

Si cette valeur de corrélation dépasse un certain seuil, le canal est alors déclaré susceptible de participer au calcul du bruit commun. Pourtant, l'implémentation de ce calcul au sein du programme de réduction des données est rendu impossible car il nécessite trop de mémoire.



(a) Différence avec le bruit commun "vrai".

(b) Résidus acceptés (définition équ. 2.1).

FIG. 2.14 – Algorithme des régions contigues.

Il faut donc se retrancher vers des solutions alternatives qui soient de surcroît rapide et fiable.

A. Les régions contigues

Cet algorithme essaie de faire face au problème des canaux dont la déviation au bruit commun est pour un événement donné trop grande, de ceux dont la qualité se dégrade entre deux calibration (qui subitement exhibent un comportement non gaussien) et de ceux qui ont le signal physique. Il s'agit de n'utiliser qu'un nombre restreint de canaux contigus d'un VA pour le calcul du bruit commun. Afin de faire face aux problèmes discutés ci-dessus, deux telles régions par VA sont recherchées lors de la calibration qui doivent, outre être disjointes, être séparées par un nombre minimum de 4 canaux tout en privilégiant une séparation plus grande jusqu'à concurrence de 8 canaux, un signal physique ne se propageant pas au delà.

Le résidu $Res^{(m)}$ de la région m ($R^{(m)}$) est défini comme

$$Res^{(m)} = \sum_{l=1}^{7} \Delta_l^{(m)}, \tag{2.1}$$

où $\Delta_l^{(m)}$ est la valeur absolue de la différence entre le $l^{\text{ième}}$ canal et le dernier de la région $R^{(m)}$. La région R choisie pour le calcul du bruit commun est celle de résidu minimum. Ainsi le bruit commun à soustraire s'écrit

$$cn^j = \frac{1}{8} \sum_{\{i \in R\}} (x_k^{ij} - p^{ij}).$$

Le choix de huit canaux permet de limiter le temps de calcul de bruit commun, néanmoins l'erreur statistique est près de trois fois plus grande comparée à un calcul qui exploite l'ensemble des canaux d'un VA. Les graphiques *fig. 2.14* illustrent le bon comportement de cet algorithme. Pourtant, ce fut finalement l'algorithme exposé ci-dessous qui fut implémenté dans le programme final, car pour quelques-uns des quelques 1000 VA, il n'était pas possible de trouver deux telles régions de qualité suffisante.

B. L'algorithme final

Cet algorithme n'est que la moyenne des canaux déclarés apte à participer au calcul du bruit commun. Le signal est donc intégré et le zéro effectif après soustraction du bruit commun est en-dessus du zéro "vrai". Il en résulte une perte de charge du signal physique (l'intégrale de l'essaim principal est sous-évaluée, mais il n'est jamais perdu). Il en résulte aussi, lors du passage de ions de grande charge, la possible perte des essaims secondaires qui appartiennent au même VA : par exemple, l'amplitude totale du signal d'un ion de carbone est de $\sim$ 1000 coups ADC, cela signifie que des signaux d'amplitude MIP dont l'amplitude du canal de déclenchement est de $\sim$ 20 coups ADC sont perdus (en effet, l'écart entre le zéro effectif et le zéro "vrai" est alors de $\sim$ 15 coups ADC).

Recherche des essaims

Il s'agit là de rechercher une accumulation locale de signal selon le procédé de "recherche par seuil" décrit précédemment et de mettre en forme dans un format donné la résultante.

Les essaims S ont une taille minimale de 3 canaux, symétriquement répartis autour de celui qui a le plus grand signal (dans le cas où la taille obtenue par la recherche par seuil est inférieure à trois canaux).

Les données suivantes décrivent l'essaim :

- la longueur de l'essaim
- la localisation de l'essaim
- la valeur maximale du signal sur bruit d'un canal de l'essaim (pas nécessairement le canal de déclenchement)
- les valeurs réduites des canaux de l'essaim

Piédestaux dynamiques

Une échelle a un comportement en stabilité satisfaisant sur une période de l'ordre de 1 heure. Après quoi, les piédestaux se seront sensiblement éloignés de leur valeur primitive. Il est également de temps en temps des sauts importants dans la valeur des piédestaux. Ceci entraîne le risque d'augmenter le flux d'essaims dûs au bruit, d'engorger les lignes de transmission et de ralentir le système d'acquisition. Pour pallier à cela, l'algorithme **des piédestaux dynamiques** fut implémenté : à chaque invocation, la valeur des piédestaux est modifiée de la façon suivante :

$$\text{si } r_k^{ij} \begin{cases} \geq 0, & p^{ij} \to p^{ij} + \frac{1}{8}, \\ < 0, & p^{ij} \to p^{ij} - \frac{1}{8}, \end{cases}$$

cela afin de concilier efficacité et rapidité. Ceci ne fonctionne évidemment que si le bruit individuel des canaux est beaucoup plus grand que 1/8 de coup ADC. Lors d'un saut de piédestal (de l'ordre de quelques dizaines de coups ADC) le temps de recouvrement est linéaire et il retrouve une bonne valeur rapidement (1 - 10 secondes). La procédure habituelle, trop lente pour être utilisable dans la procédure de compression, est d'approcher la nouvelle valeur d'un piédestal exponentiellement (en corrigeant la valeur d'une fraction de la différence).

Evaluation du temps de réduction

Il faut environ 11-12 instructions/canaux pour accomplir la totalité des tâches de compression, ce qui permet d'atteindre au niveau du TDR une fréquence moyenne avoisinant 2000 Hz.

Paramètres

Certains paramètres clés de fonctionnement des algorithmes peuvent être adaptés pour certaines circonstances particulières comme par exemple pour faire face à une augmentation du bruit, à un trop grand nombre de mauvais canaux au sein d'un VA, etc. Pour cela, une procédure fut développée pour transmettre les tables de paramètres depuis la base au sol au détecteur durant le vol AMS-01. Les paramètres principaux sont les suivants :

- nombre d'événements des diverses phases de calibration
- caractérisation des canaux à comportement non gaussien

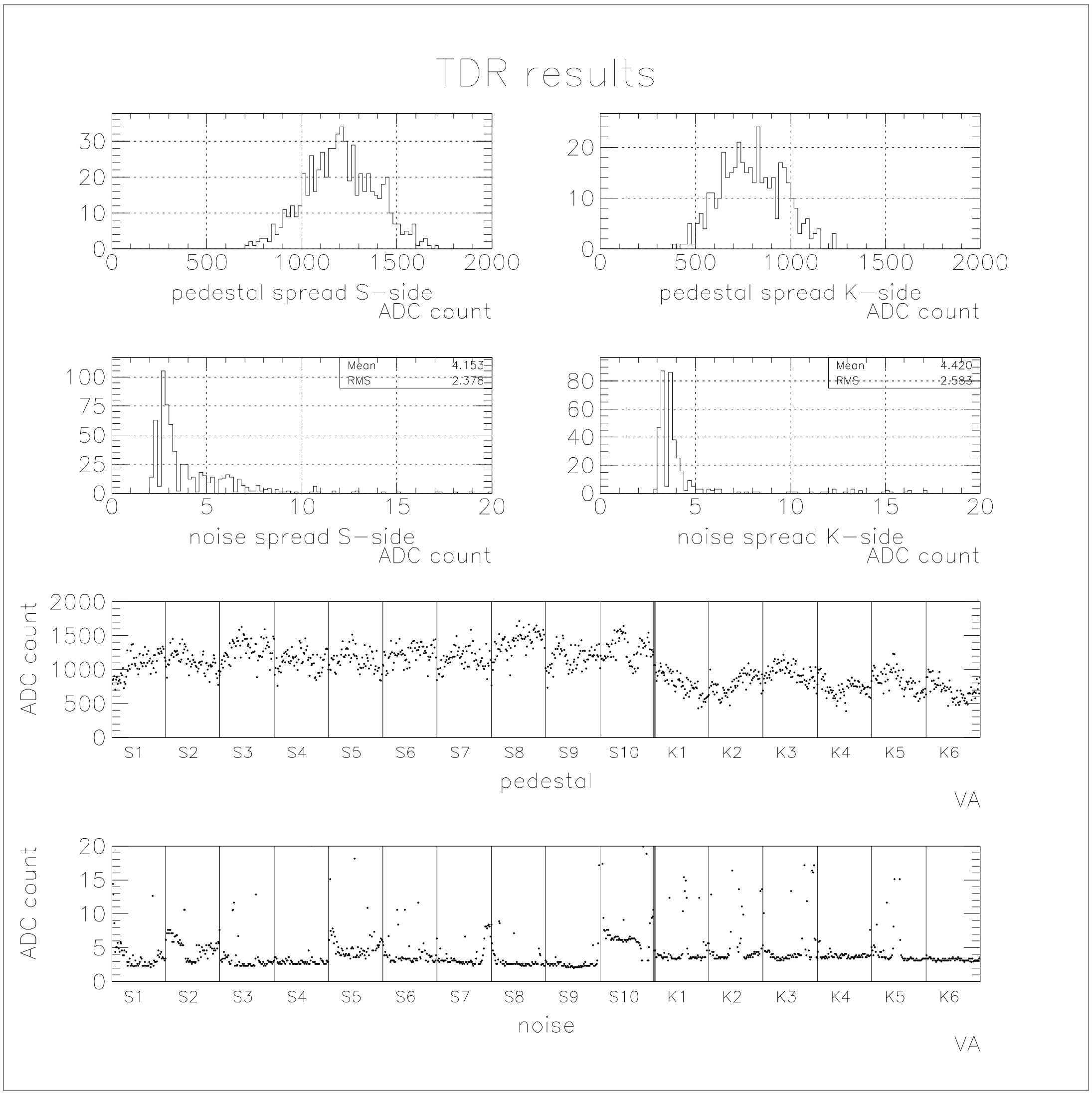


FIG. 2.15 – Résultats de calibration avec le TDR.

– caractérisation des canaux à comportement non commun
– seuil de déclenchement des essaims et seuil des voisins
– fréquence des piédestaux dynamiques

Cette possibilité n'a pourtant pas été utilisée en phase de vol, la stabilité des algorithmes s'étant révélée remarquable.

Les références [99] contiennent la description originale complète du programme de réduction des données et le format de données de AMS-01. Une information technique complète de l'ensemble des paramètres est visible référence [99].

La *fig. 2.15* montre un exemple de résultat de calibration : la distribution des piédestaux ainsi que leur valeur, canal par canal ; la distribution des bruits ainsi que leur valeur, canal par canal.

Chapitre 3

Analyse des données de AMS-01

3.1 La mission STS-91

Entre autre tâche, les astronautes de la mission STS-91 se sont occupés de l'expérience AMS par des apports logistiques conséquents dont principalement :

- la mise en marche du détecteur
- la maintenance du système de sauvegarde des données

La mission STS-91 s'est envolée le 2 juin 1998 pour une durée de neuf jours, dont six arrimée à la station MIR. L'altitude de croisière de la mission était compris entre 380 et 420 km pour une déclinaison maximale de 51.7 degré.

La navette après le décollage a rapidement rejoint la station MIR à laquelle elle s'est arrimée. Puis après avoir ravitaillé MIR, durant quelques jours, elle a librement évolué dans l'espace. On dénote ces trois moments le pré-arrimage, l'arrimage et le post-arrimage. La prise de données,

- 12 millions d'événements enregistrés en période de pré-arrimage
- 48 millions durant l'arrimage
- 40 millions en post-arrimage

est le résultat de plus de 100 heures d'acquisition.

Pendant le vol, l'équipe au sol effectuait les premières analyses des rares données qui y parvenaient, afin de s'assurer du fonctionnement nominal du détecteur. C'est ainsi que fut mis en évidence certaines dépendances de la qualité des événements en fonction de la température et en fait, en fonction de l'orientation de la navette par rapport au soleil. Ceci a confirmé premièrement que AMS fonctionnait correctement et a motivé des requêtes spéciales auprès de la NASA quant à l'orientation de la navette.

Les graphes *fig. 3.1* réalisés en temps réel illustrent la corrélation entre le courant de fuite, la température et le signal sur bruit et mettent ainsi en évidence l'importance de la maîtrise de la température sur la qualité des données (depuis le travail a été affiné, voir par exemple [117]). La *fig. 3.2* montre la dépendance du nombre d'essaims de bruit en fonction de la température, à nouveau il est clair que le contrôle de la température est important puisqu'elle agit sur leur quantité et cela peut rendre plus ardue la résolution de l'ambiguïté lors de la reconstruction d'une trajectoire mais également ralentir le système d'acquisition surtout au niveau de la bande passante TDR-JDQT et JDQT-JL3.

Les données de compression et de calibration qui nous parvenaient au compte goutte souffraient de diverses pathologies apparentes : lorsque, au sol, le signal sur bruit des essaims de particules MIP était calculé (à l'aide de l'amplitude des essaims et des données de bruit de la dernière calibration), il était légèrement différent de celui qui était fourni par le TDR : d'abord la différence est une distribution autour de zéro, car les piédestaux sont dynamiques, et aussi cette distribution a deux pics de moindre amplitude autour du pic central et cela était incompréhensible au premier abord : la réponse apportée est que nous ne recevions pas toutes les calibrations correspondantes aux données de compression, ainsi, si un certain nombre de canaux voient leur bruit fluctuer de 1/8 (précision DSP), sur un bruit total d'ordre 2 avec un

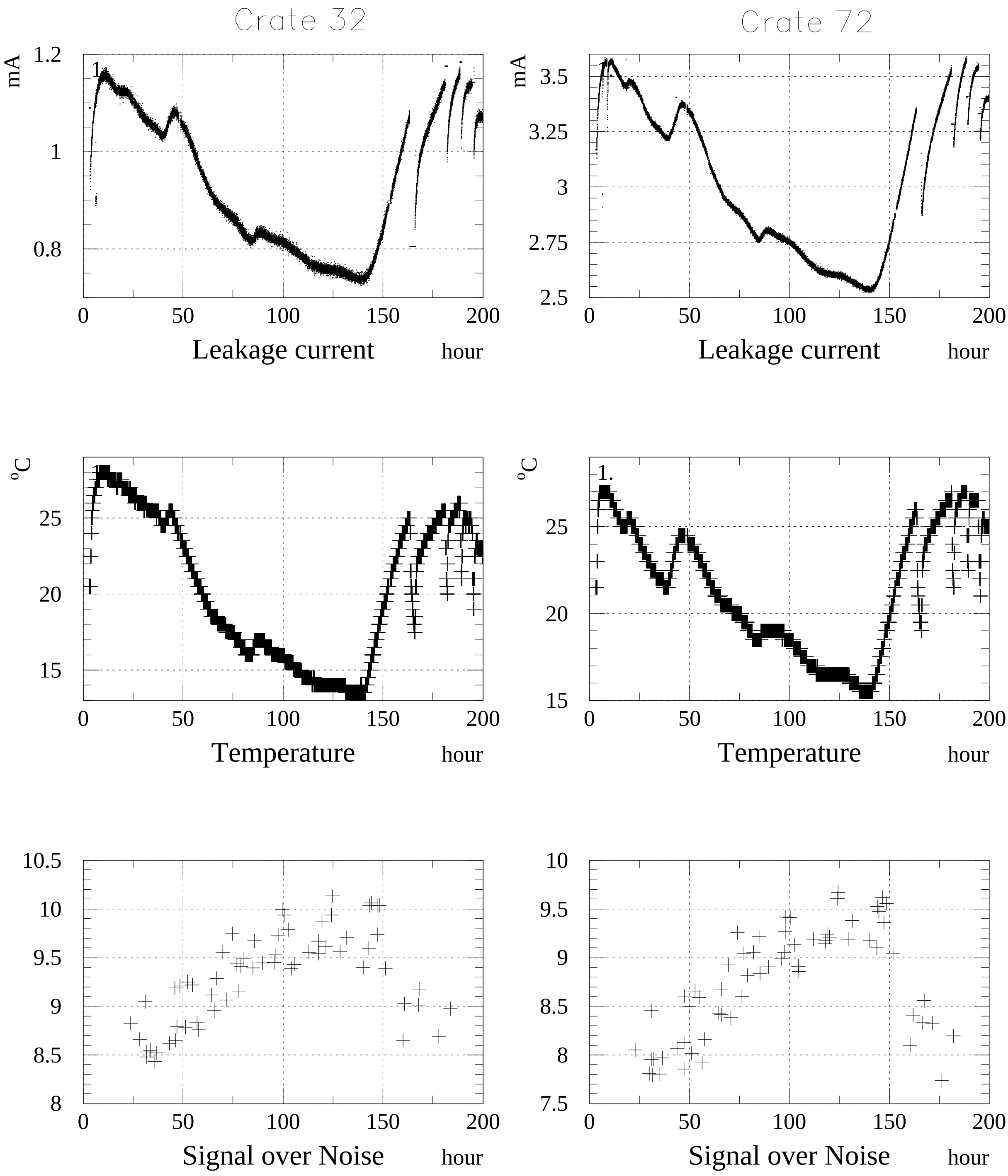
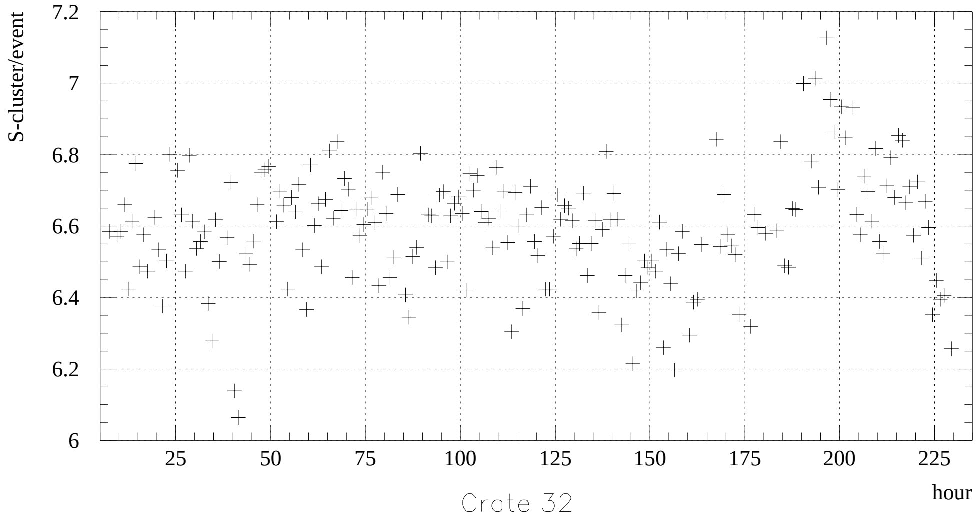


FIG. 3.1 – Interdépendance et évolution du courant de fuite, de la température et du signal sur bruit du côté S lors de AMS-01.



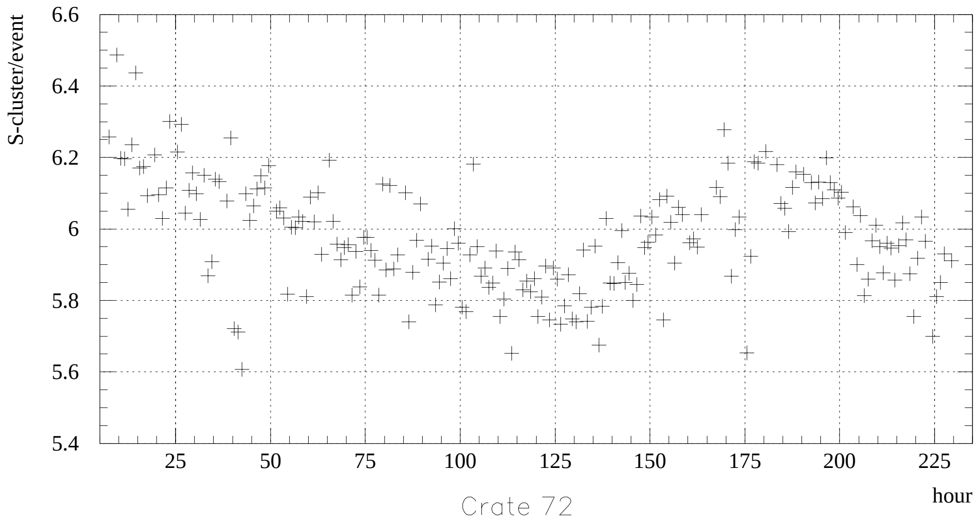


FIG. 3.2 – Nombre d'essaims de bruit du côté S durant AMS-01 illustrant la stabilité du trajectographe en vol.

signal moyen de 20, le S/N typique est 10. Maintenant si le bruit fluctue de $\pm 1/8$ entre deux calibrations successives, alors des pics à ± 1 vont apparaître, exactement ce qui fut observé.

Les performances durant le vol du trajectographe sont décrites dans [117].

3.2 Dépendances des signaux du détecteur de trajectoires

Un des travaux préliminaires qui doit être effectué avant d'entreprendre l'analyse physique des données de AMS - 01 est la correction des signaux du détecteur de trajectoires, dans le but d'améliorer la séparation de charge. Ce qui est présenté ici est une esquisse des dépendances du signal qui furent mises en évidence durant la pré-analyse (juste après le vol de STS-91). Ce n'est pas une étude quantitative de la séparation de charge et de la contamination entre diverses charges. Une telle étude fut déjà réalisée lors d'un faisceau test à GSI Darmstadt [120]. On distingue les corrections directes à l'amplitude des essaims

- gain variable des préamplificateurs de signal d'échelle
- longueur de l'essaim (dépendance induite par l'algorithme de soustraction de bruit commun)
- position relative de passage entre deux pistes (le paramètre η est défini à l'aide de la distribution

relative de signal sur deux pistes voisines)

appliquées sur les essaims sans connaissance de la trajectoire et les corrections indirectes

- vitesse de la particule (paramètre β)
- angles d'incidence de la particule (θ et ϕ)

appliquées une fois la trace reconstruite. Ainsi la fonction de correction de l'amplitude d'un essaim est de la forme

$$A = A(j, l, i_1, ..., i_l, \eta, \beta, \theta, \phi)$$

où j indice le VA ; l est la longueur de l'essaim ; i_1, ..., i_l sont les amplitudes des canaux de l'essaim.

Le programme de reconstruction tient actuellement compte partiellement de ces corrections (gain des préamplificateurs, angle θ d'entrée, vitesse de la particule, paramètre de position η pour le côté K) avant de déterminer en conjuguant les divers paramètres physiques les probabilités pour la particule d'avoir une certaine charge. Les paragraphes suivants décrivent et illustrent les diverses corrections.

3.2.1 Amplitude de l'essaim

L'amplitude de l'essaim est biaisée au moment de la soustraction du bruit commun puisque le signal de l'essaim n'est pas pris en compte lors de la determination du bruit commun. Il est facile de calculer que la correction introduit le facteur de pondération

$$\frac{64}{64 - l}.$$

3.2.2 Gain variable des préamplificateurs

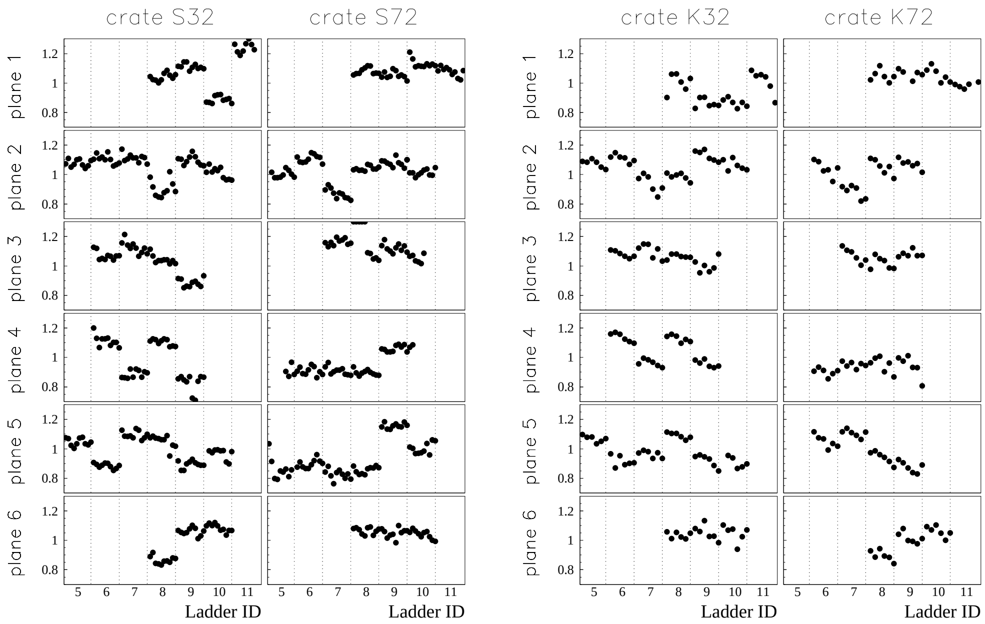
La correction majeure appliquée sur le signal d'un essaim est la dépendance de son amplitude en fonction du préamplificateur qui le lit, ainsi qu'il est illustré sur la *fig. 3.3*. La *fig. 3.4* illustre le pourcentage de dispersion au signal moyen des préamplicateurs et la bonne concordance entre les corrections calculées soit à partir des événements de particules minimum ionisantes (MIP), soit à partir de ions d'hélium.

La méthode est la suivante : la distribution de signal d'essaim de chaque préamplificateur est lissée à l'aide d'une distribution de convolution d'une distribution gaussienne et d'une distribution de Landau. La valeur la plus probable est utilisée pour la détermination de la correction de gain. La distribution gaussienne représente le bruit du détecteur et la distribution de Landau, la perte d'énergie dans le silicium.

La correction de gain est une correction qui affecte le signal d'environ 10 % et les graphes ci-dessous montrent que la correspondance des gains calculés avec des MIP et des ions d'hélium est de l'ordre de 2 % du côté S et de 3.8 % du côté K. Cette bonne correspondance du calcul de gain a mené à l'implémentation dans le programme de reconstruction de la correction de gain telle que calculée avec les ions d'hélium. Cependant, cette correction n'est pas adaptée aux ions de plus haute charge ou aux particules lentes (élargissement de la distribution et donc détérioration de la séparation de charge une fois la correction appliquée). Il faudra donc dans l'avenir implémenter une correction de gain qui tienne compte explicitement de la déposition d'énergie. Pourtant, cette correction de gain globale est actuellement implémentée dans le programme de reconstruction sans discernement.

Les gains implémentés dans le programme de reconstruction furent déterminés avec des ions d'hélium dont $\beta > 0.97$. La non-linéarité du signal en fonction de la charge est automatiquement prise en compte au moment de l'attribution de probabilités de charge selon le trajectographe à l'aide d'une fonction de maximum de vraisemblance.

On constate que le gain est d'abord une propriété de l'échelle, et des corrections fines se font au niveau des préamplificateurs. Il y a grossièrement deux groupes d'echelles (et cela indépendemment du plan, du côté ou du module JDQT (crate), il n'y a pas d'explication à cela jusqu'à présent) dont le signal moyen fourni s'écarte de 10% du signal moyen. Les corrections dues aux préamplificateurs sont quant à elles de l'ordre de 3 % par rapport au signal moyen de l'échelle à laquelle ils appartiennent.



(a) côté S

(b) côté K

FIG. 3.3 – Facteur de correction à appliquer au signal.

3.2.3 η et longueur des essaims

L'amplitude du signal total collecté est dépendant du "paramètre d'impact" η de la particule avec le silicium qui suffit à décrire cette dépendance. η est défini comme

$$\eta = \frac{S_l}{S_1 + S_r},$$

où S_l et S_r sont les fractions de signal sur bruit des deux canaux contigus situés à gauche et à droite du centre de gravité de l'essaim.

La *fig. 3.5* montre la dépendance du signal en fonction de η pour diverses longueurs d'essaims et pour diverses charges. Il ressort les constatations suivantes

- le signal moyen croît avec la longueur de l'essaim
- du côté S pour les protons et du côté K indépendemment de la charge, le signal moyen de l'essaim augmente significativement lorsque η se rapproche de ses valeurs d'extrémités

Ce second point est très important pour le côté K, car outre que le signal d'un essaim K est $\sim$ 30% plus faible que le signal d'un essaim du côté S, le bruit y est aussi plus élevé. Ces pathologies (perte de signal et bruit accru) mène à la possible perte des essaims du côté K, un effet qui est visible et malheureux et qui dégrade l'efficacité de détection (cela sera discuté dans la section suivante).

La *fig. 3.6* illustre la dépendance de la distribution de signal lorsqu'il n'est pas corrigé en η et lorsqu'il est corrigé en η indépendemment ou en fonction de la longueur de l'essaim : la distribution est significativement plus fine lorsque la dépendance en η est prise en compte, mais en revanche, l'introduction d'une correction η qui dépend de la longueur des essaims n'affine pas véritablement la distribution de signal.

Le paramètre η, tel qu'il fut défini, sert à définir de façon précise la position réelle du passage de la particule, même s'il existe des alternatives [100] à cette détermination. Lorsque cette correction est appliquée aux données, on constate qualitativement une nette amélioration de la séparation de charge du côté K ainsi que l'illustre la *fig. 3.7*.

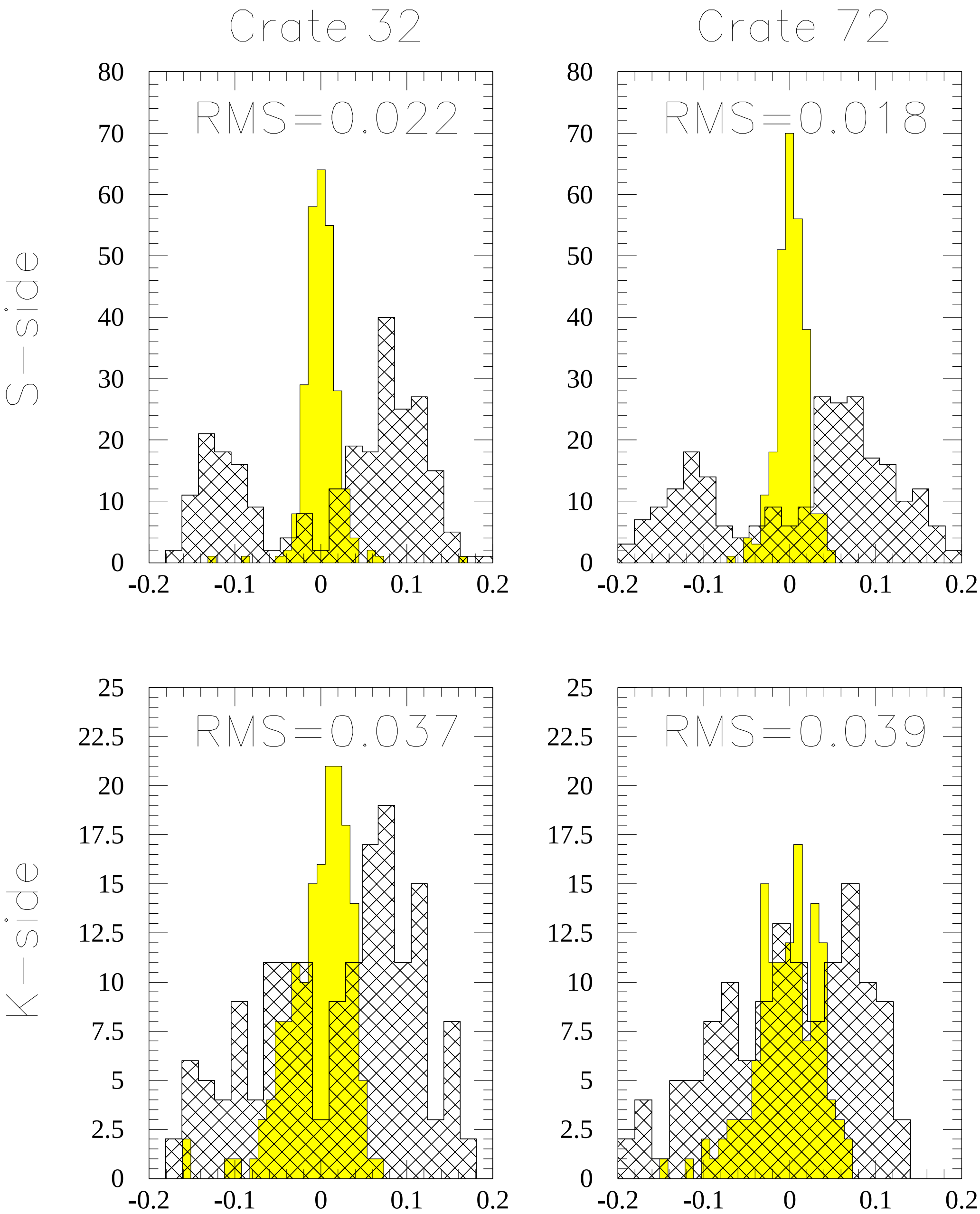


FIG. 3.4 – Distribution de l'écart au gain moyen, VA par VA, il y a deux groupes distincts dont tantôt le gain est en deçà du gain moyen, tantôt au delà. En jaune, la distribution des différences des facteurs de gain calculés avec des MIP et des ions d'hélium.

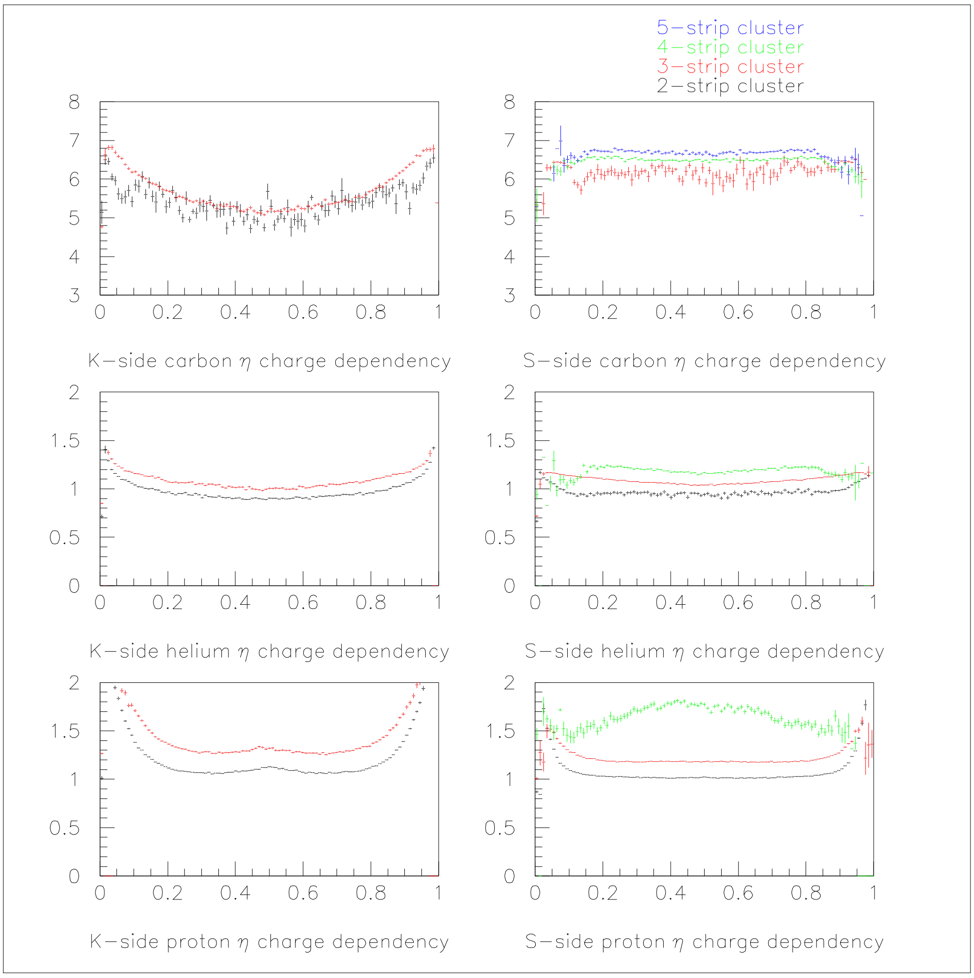


FIG. 3.5 – Amplitude des essaims en fonction de η pour les diverses longueurs et diverses charges (l'amplitude est normalisée pour l'hélium).

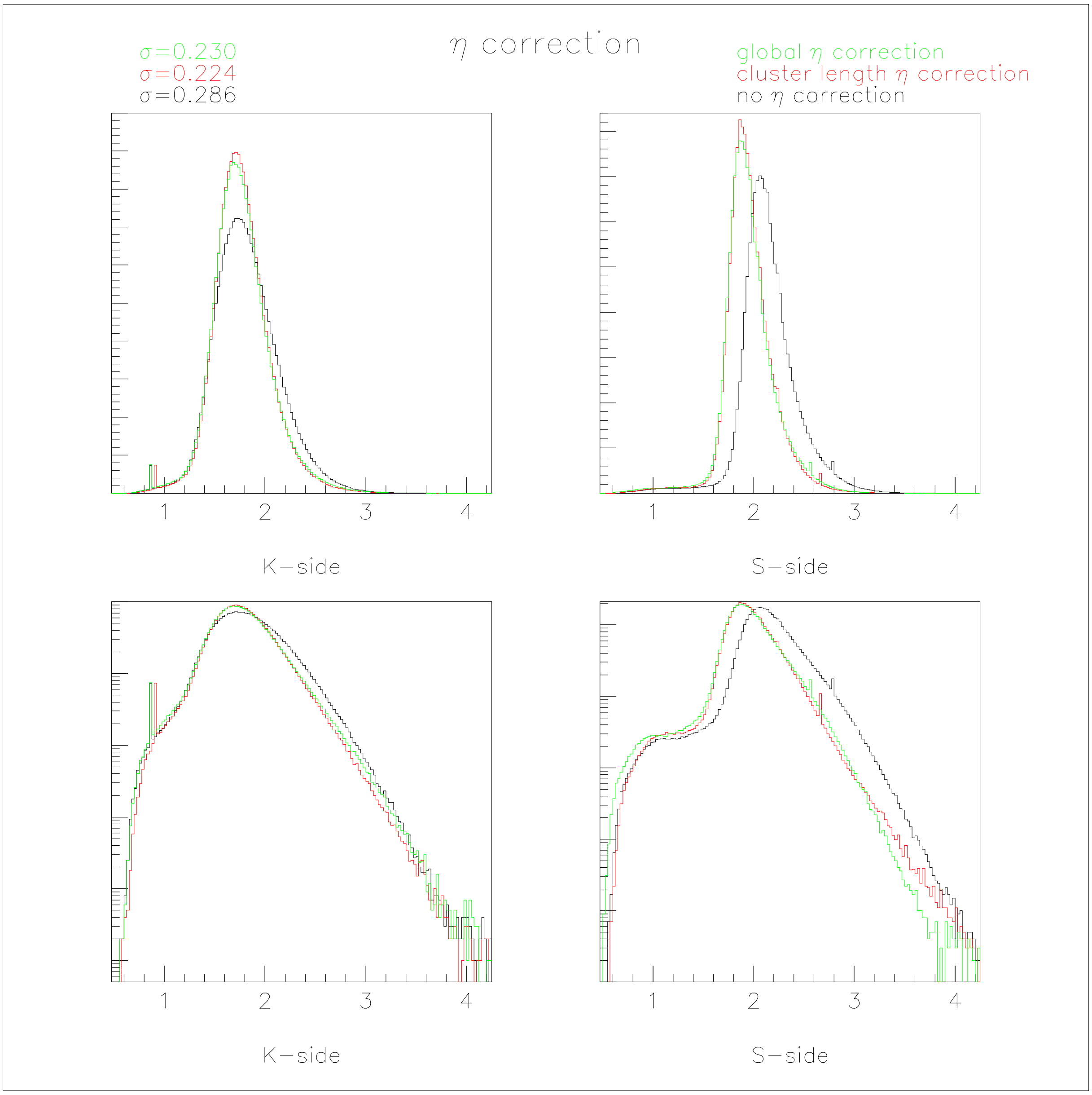


Fig. 3.6 – Distribution du signal des essaims d'hélium. En noir : sans appliquer de correction η ; en vert : en appliquant une correction η globale (*i.e.* indépendante de la longueur des essaims) ; en rouge : en appliquant une correction η dépendante de la longueur des essaims.

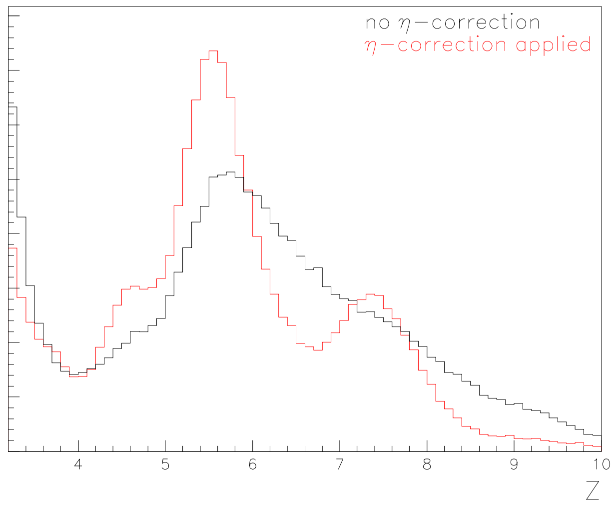


FIG. 3.7 – Distributions de charge des essaims pour le côté K ; en rouge, une fois la correction η appliquée, la séparation de charge se dessine (on distingue deux pics séparés qui correspondent au carbone et à l'oxygène).

Cette constatation a donné lieu à l'implémentation de cette dépendance dans le programme de reconstruction pour le côté K. Pour le côté S, moins sensible en η, une correction de normalisation au signal, calculée en prenant des valeurs de η non extrêmes ($0.05 < \eta < 0.95$), est appliquée aux essaims en fonction de leur longueur.

3.2.4 Vitesse et angles d'incidence de la particule

La détermination de β par le système de temps de vol mène à la correction globale de l'amplitude des essaims en accord avec la formule de Bethe-Bloch. En bonne approximation, une correction en $\beta^{5/3}$ est adaptée. Une fois la trace reconstruite, les angles d'incidence dans le détecteur de trajectoires sont connus (et considérés constants sur la trace). L'angle θ, qui permet de calculer l'épaisseur réelle de matière traversée, mène à l'introduction d'une correction $1/\cos(\theta)$ sur l'amplitude des essaims. Le graphe suivant *fig. 3.8* montre les moyennes tronquées une fois ces deux corrections prises en compte : la confusion diminue sensiblement, les diverses charges étant nettement mieux séparées. La moyenne tronquée est définie ainsi : soit l'essaim i d'amplitude Q_i sur la trace, on calcule

$$D_i = \frac{Q_i - \bar{Q}_i}{\sigma_i},$$

où $\bar{Q}_i$ et σ_i sont respectivement la moyenne et la dispersion des amplitudes des essaims qui appartiennent à la trace, excepté l'essaim i. Si $D = \max_i D_i > 4$, l'essaim i est éliminé du calcul final de la moyenne, appelée moyenne tronquée.

L'angle ϕ induit un facteur correction d'environ 2% au signal K dû à l'asymétrie des côtés S et K sous rotation dans le plan du silicium, ainsi que l'illustre la *fig. 3.9*. Cela signifie que le signal est légèrement amorti si la particule traverse le silicium en longeant les pistes K alors qu'il est faiblement amplifié si la particule longe les pistes S. Du côté S, l'effet n'est pas perceptible.

3.2.5 Conclusions

Le niveau de contamination entre les diverses charges diminue lorsque ces corrections sont appliquées. Notamment en permettant la récupération des particules à basse vitesse avec une bonne discrimination qui devra être quantifiée. La *fig. 3.10* montre la séparation entre des signaux MIP et les ions d'hélium. Les paramètres de lissage qui correspondent à une distribution de convolution de deux Landau (pour les MIP et pour l'hélium) avec une gaussienne commune (le bruit du détecteur et la précision de la mesure

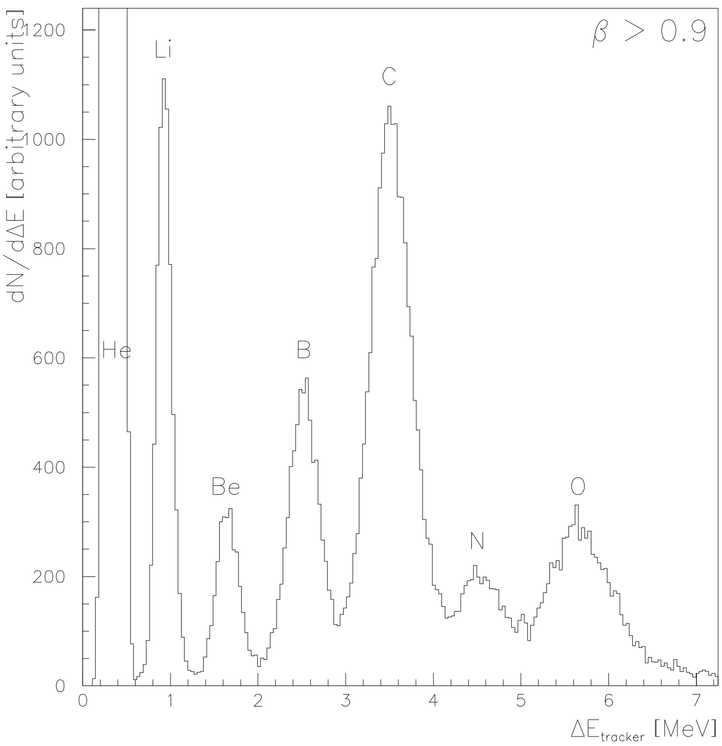


FIG. 3.8 – Décomposition des ions cosmiques à l'aide du détecteur de trajectoires, après correction de l'angle d'incidence et de la vitesse, pour $\beta > 0.9$.

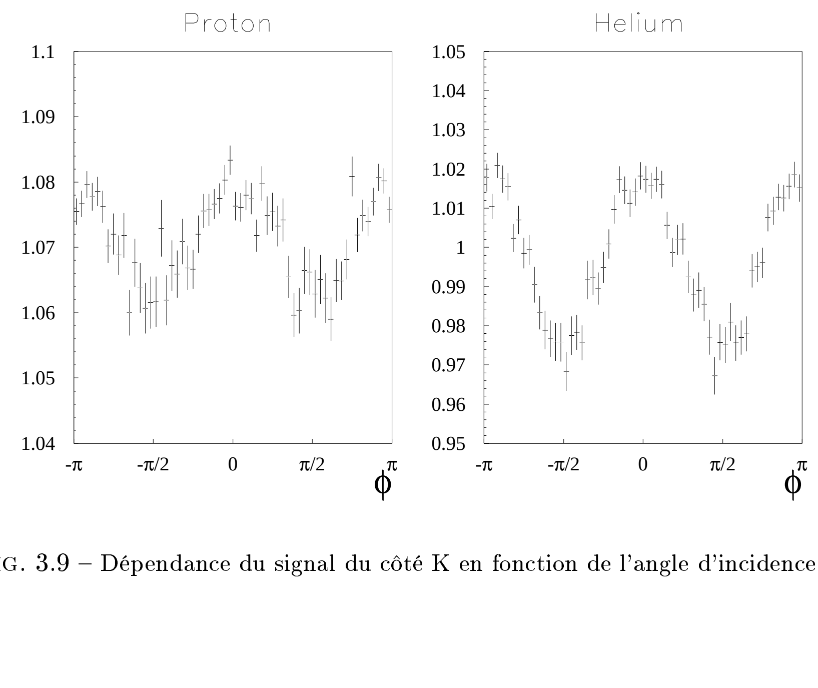


FIG. 3.9 – Dépendance du signal du côté K en fonction de l'angle d'incidence ϕ.

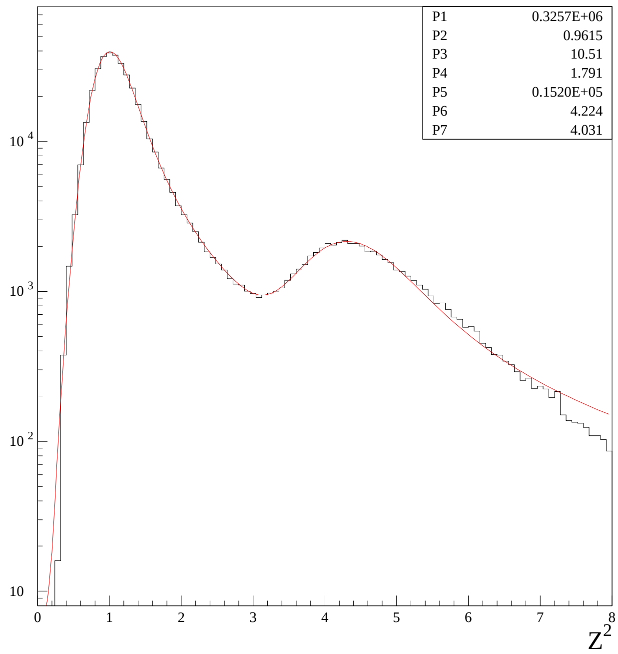


FIG. 3.10 – Amplitude des essaims dans le détecteur de traces, la préselection $Z \leq 2$ vient du système de temps de vol.

étant considérés indépendant de la nature de la particule) : P1,P2,P3 et P5,P6,P7 sont respectivement les paramètres d'amplitude, de valeur la plus probable et de largeur de la distribution de Landau pour les MIP et pour l'hélium ; P4 est le paramètre de largeur de la gaussienne (centrée en zéro, normalisée). Ce lissage semble décrire les données jusqu'à $Z^2 \sim 6$ et n'a d'autre prétention que d'illustrer le comportement de la déposition de charge, une étude de la confusion de charge avec les données de AMS-01 durant STS-91 recquiert des investigations approfondies qui doivent encore être menées.

3.3 Etude de l'efficacité du détecteur de trajectoires

Une analyse importante des données récoltées par l'expérience AMS-01 lors de la mission STS-91 est la compréhension du détecteur, préalable nécessaire à l'analyse physique. De plus, AMS sera amené à voler dans le futur et il est donc capital de connaître les points critiques afin d'en tirer les conséquences, améliorer et éventuellement modifier la configuration du détecteur.

Une étude de l'efficacité du détecteur de trajectoires devrait partiellement répondre à ces attentes. Cette section d'analyse de l'efficacité complète celle des corrections à apporter au signal du détecteur de trajectoires.

3.3.1 Sources à l'inefficacité

De multiples sources contribuent à l'inefficacité

1. l'acceptance : une trace peut ne pas croiser tous les plans du détecteur de traces à cause de la géométrie d'AMS-01 (de plus les plans ne sont pas complétés dans cette configuration)
2. une trace peut croiser une région insensible d'un plan
   (a) l'espace entre les échelles (<1 %)
   (b) l'espace entre les plaquettes ($\sim$ 0.1 %)
   (c) le pourtour d'une plaquette ($\sim$ 6 %)

(d) les éléments défectueux (préamplificateurs, plaquettes et échelles)

3. induite par le système d'acquisition au niveau du TDR
   - le temps mort de l'acquisition
   - le seuil de déclenchement d'un essaim (les canaux très bruyants et la perte de signal entre les pistes côté K)
4. la corrélation S-K au niveau du JQDT
5. la qualité recquise d'une trace
   - une trace est définie avec un minimum de quatre impacts S
   - au moins trois impacts K sont exigés pour fournir de l'information relative à ce côté

Le premier point ne sera pas étudié ici car il n'est pas nécessaire au but de l'analyse, il ne concerne pas seulement le trajectographe mais l'ensemble du détecteur.

En ce qui concerne le point (2d)

- une échelle morte sur le plan 3 ;
- 1 plaquette morte sur le plan 2 ainsi que trois sur le plan 5 ;
- 2 préamplificateurs morts sur le plan 1 (et peut-être trois supplémentaires sur le plan 6)

Cette source d'inefficacité est occultée par la suite pour la présentation des résultats, elle est néanmoins sensible (induisant 11 % d'inefficacité sur le plan 3, $< 1\%$ sur le plan 2, $\sim 2\%$ sur le plan 5 et $\sim 2.5\%$ sur le plan 1). Ainsi pour le point 2, les inefficacités induites par les régions insensibles sont

Inefficacité induite par les régions insensibles					
plan 1	plan 2	plan 3	plan 4	plan 5	plan 6
9.5 %	8.0 %	17.0 %	7.0 %	9.2 %	7.0 %

Ce que nous voulons mettre en évidence est la capacité des plans du trajectographe à fournir un signal lors du passage d'une particule dans une région sensible qui soit reconnue comme telle et transmis aux niveaux supérieurs du système d'acquisition.

Le fraction de temps mort dépend du taux de déclenchement. Le temps mort se décompose en deux composantes : la séquence de lecture des hybrides de quelque 100 μs et une valeur additionnelle de 300 μs empiriquement déterminée pour assurer le bon fonctionnement du trajectographe. En effet, un temps de relaxation nécessaire à une lecture de valeurs correctes des hybrides a été constaté de la manière suivante : la dimension de l'événement en fonction du temps séparant deux déclenchements est chaotique en deçà de 300 μs et se stabilise au delà. Ceci est dû à une instabilité de l'électronique et n'est toujours pas bien compris. Un temps mort de 10 % est ainsi induit à la fréquence de déclenchement moyenne de 250 Hz.

Le signal sur bruit (S/N) recquis est une source d'inefficacité

- du côté S qui sera quantifiée dans une sous-section suivante
- importante du côté K à cause d'une mauvaise collection de charge et d'une dilution du signal

La corrélation S-K discutée dans la section 2.3 est une importante source d'inefficacité, néanmoins son introduction était absolument nécessaire, de plus le bruit du côté K ainsi que l'ambiguïté de position rendent difficile l'exploitation du signal K sans signal S correspondant. Il faudra en revanche en tenir compte pour le calcul de l'inefficacité K, fortement biaisée par l'inefficacité S.

Une analyse d'efficacité doit produire des résultats qui ne soient pas biaisés. Il est difficile d'obtenir des résultats parfaitement propres, ne souffrant d'aucuns biais. Il faut donc trouver une méthode qui permette d'extrapoler les résultats biaisés afin d'en tirer les efficacités réelles du trajectographe, autrement dit que les biais introduits par la méthode soient contrôlés.

L'étude se limitera à l'efficacité plan par plan pour plusieurs raisons :

- la trajectoire d'une particule passe par plusieurs plans et en un seul endroit par plan
- une fois les sources d'inefficacité comprises, il est facile d'en tirer des conséquences au niveau des échelles

– on peut calculer l'efficacité de détection d'une particule pour la configuration AMS-01 et pour des configurations alternatives (pas l'acceptance, il s'agit seulement de définir la qualité de la trajectoire)

Le détecteur de traces de AMS doit être capable de détecter des particules de haute charge, il résulte un S/N assez faible pour les MIP (particules minimum ionisantes) qui contribue à l'inefficacité. L'efficacité des plans sera donc étudiée non seulement pour des MIP mais également pour des ions d'hélium. Cela afin de tirer des conclusions quant au choix opéré pour l'électronique du signal.

3.3.2 La méthode

La reconstruction des trajectoires est effectuée à partir des données brutes en imposant à chacun des plans, successivement, de ne pas intervenir. L'efficacité du plan qui ne participe pas à la reconstruction est étudiée.

Puis l'analyse se déroule ainsi : dès qu'une trace qui correspond à une particule minimum ionisante ou à un ion d'hélium (à l'aide du système de temps de vol, la probabilité de confusion entre MIP et He est négligeable, de l'ordre de $\sim 10^{-5}$) est détectée, la position extrapolée sur le plan étudié est connue. Il s'agit donc de regarder dans le voisinage de cette position si un essaim est présent. Si tel est le cas, ce plan est considéré efficace. Le biais contrôlé de la contamination du bruit existe à ce niveau, il est particulièrement important d'en tenir compte pour le côté K, d'autant qu'il mène à une surestimation de l'efficacité. Un second biais, contrôlé, est celui dû à la corrélation S-K. On se rappelle (section 2.3) qu'il s'agit de l'élimination sur la chaîne d'acquisition de tous les essaims K auxquels ne correspondent aucun essaim S. Il est le biais le plus important qui mène à une très grande sous-estimation de l'efficacité du côté K (qui ne dépasserait pas 50%, à comparer avec les résultats présentés ci-après). La reconstruction introduit un biais négligeable (reconstruction de trajectoires fantômes).

La contribution de la "géométrie" des plans à l'inefficacité est prise en compte :

– entités déficientes (plaquettes et préamplificateurs)
– espace entre les échelles et régions latérales insensibles des plaquettes

La contribution de l'espace entre les régions sensibles des plaquettes d'une même échelle est quantifiée. Les résultats obtenus sont vérifiés et confirmés sans prise en compte du tout de la géométrie. Ils sont concordants. La corrélation S-K a une incidence évidente : si la contribution géométrique à l'inefficacité est prise en compte, il s'agit de ne pas la recomptabiliser pour le côté K, mais pour le côté S seul car si la position d'un essaim S est située dans une zone inactive du plan, il induira également une absence de l'essaim K.

En résumé, les causes des divers biais sont

1. la correlation S-K
2. le bruit de fond
3. la géométrie

Ces biais sont tous sous contrôle et il suffit de corrections légères ou simples pour les éliminer.

Définition de l'efficacité

$$\epsilon_i = \frac{N_\Omega^{found}}{N_\Omega^{exp}}$$

où i indice le plan étudié, N_Ω^{found} est le nombre d'impacts trouvés dans un voisinage Ω de 3 mm de la position extrapolée sur le plan i, N_Ω^{exp} est le nombre d'impacts attendus dans ce voisinage. L'impact attendu doit se situer sur une partie active du plan i (les résultats sont aussi vérifiés sans cette exigence) Les résultats sont confirmés en modifiant la taille du voisinage. La taille du voisinage, qui peut sembler excessive, est motivée par le fait que cette étude fut entreprise immédiatement après le vol, alors que l'alignement du trajectographe n'avait pas encore été réalisée et aussi parce qu'il ne s'agit pas d'étudier la résolution : les impacts de traces ayant subi de larges diffusions sont inclus dans cette analyse.

Définition des zones actives

Les plaquettes et les préamplificateurs défectueux ainsi que les espaces insensibles entre les échelles (3 %, contributions de 2a et 2c de la sous-section 3.3.1) sont considérés comme des zones inactives du plan. En revanche, les espaces insensibles qui existent entre les plaquettes ne sont pas pris en compte (contribution additionnelle de 4 % à l'inefficacité, de 2b et de 2c de la sous-section 3.3.1).

3.3.3 Résultats

inefficacité MIP		
plan	côté S	côté K
1	16.8 %	28.5 %
2	13.1 %	21.3 %
3	13.0 %	24.5 %
4	12.6 %	23.7 %
5	13.3 %	26.7 %
6	12.8 %	35.5 %

inefficacité He		
plan	côté S	côté K
1	9.7 %	13.4 %
2	8.6 %	9.7 %
3	8.4 %	8.7 %
4	7.6 %	6.8 %
5	8.8 %	10.2 %
6	8.2 %	12.3 %

Ces résultats tiennent compte de la corrélation S-K (*i.e.* un essaim K manquant ne contribue à l'inefficacité que si l'essaim S correspondant est présent) et de la contamination du bruit. La contribution géométrique des régions insensibles est incluse (de l'ordre de 7 %, c.f. 3.3.1).

Contamination du bruit

La *fig. 3.11* illustre le niveau de bruit des deux côtés des 6 plans (on regarde en fait plus soigneusement le niveau de bruit sur des voisinages étendus), ainsi que les distributions des différences de coordonnées entre la position des impacts trouvés et la position attendue par extrapolation (on remarquera l'effet de la diffusion multiple, *fig. 3.12*).

$$\text{La probabilité de bruit est} \begin{cases} \approx 1-2\cdot 10^{-4}/\text{canal/événement}, & \text{du côté S} \\ \approx 3-5\cdot 10^{-3}/\text{canal/événement}, & \text{du côté K} \end{cases}$$

Ce qui signifie que dans le voisinage de 3 mm, on s'attend à

- $\sim$ 0.5 % d'essaims de bruit sur le côté S
- 10 - 15 % d'essaims de bruit sur le côté K

Donc les résultats d'efficacité sont surestimés, de façon négligeable sur S, mais il faut en tenir compte pour K : par exemple si le résultat fournit une efficacité de 80%, en réalité elle n'est que de $\approx$ 77 %.

Notons que, en regard de ces niveaux de bruit, la probabilité de reconstruire une fausse trace introduit un biais tout à fait négligeable aux valeurs d'inefficacité.

L'interprétation de l'inefficacité restante en terme de contribution due à la distribution de bruit et aux canaux morts sera l'objet de la sous-section suivante.

3.3.4 Interprétation

La contribution due aux canaux morts et la contribution due au rapport du signal comparé à la distribution de bruit est évaluée. Ces deux contributions ne s'additionnent pas simplement car divers effets mis en évidence interviennent :

- les voisins d'une canal bruyant sont souvent bruyants
- puisque le signal d'un essaim se répartit souvent sur plusieurs canaux, il peut survivre bien que situé dans le voisinage d'un mauvais canal
- la mauvaise collection de charge du côté K

Il y a 3% (4%) de canaux morts du côté S (K).

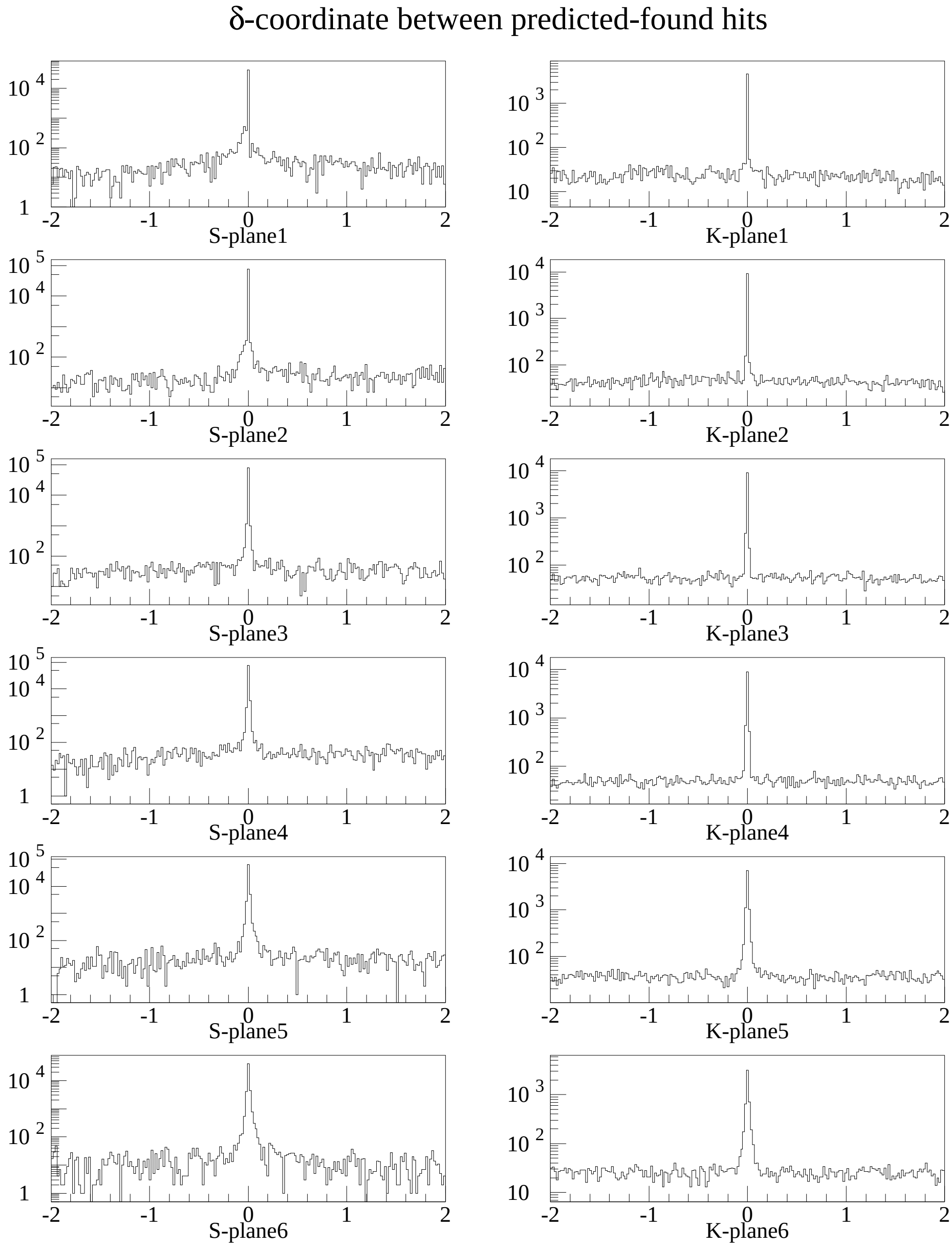


FIG. 3.11 – Différence entre la coordonnée prédite et la coordonnée de l'impact, le niveau de bruit est clairement visible dans le voisinage. L'échelle en abcisse est en [cm].

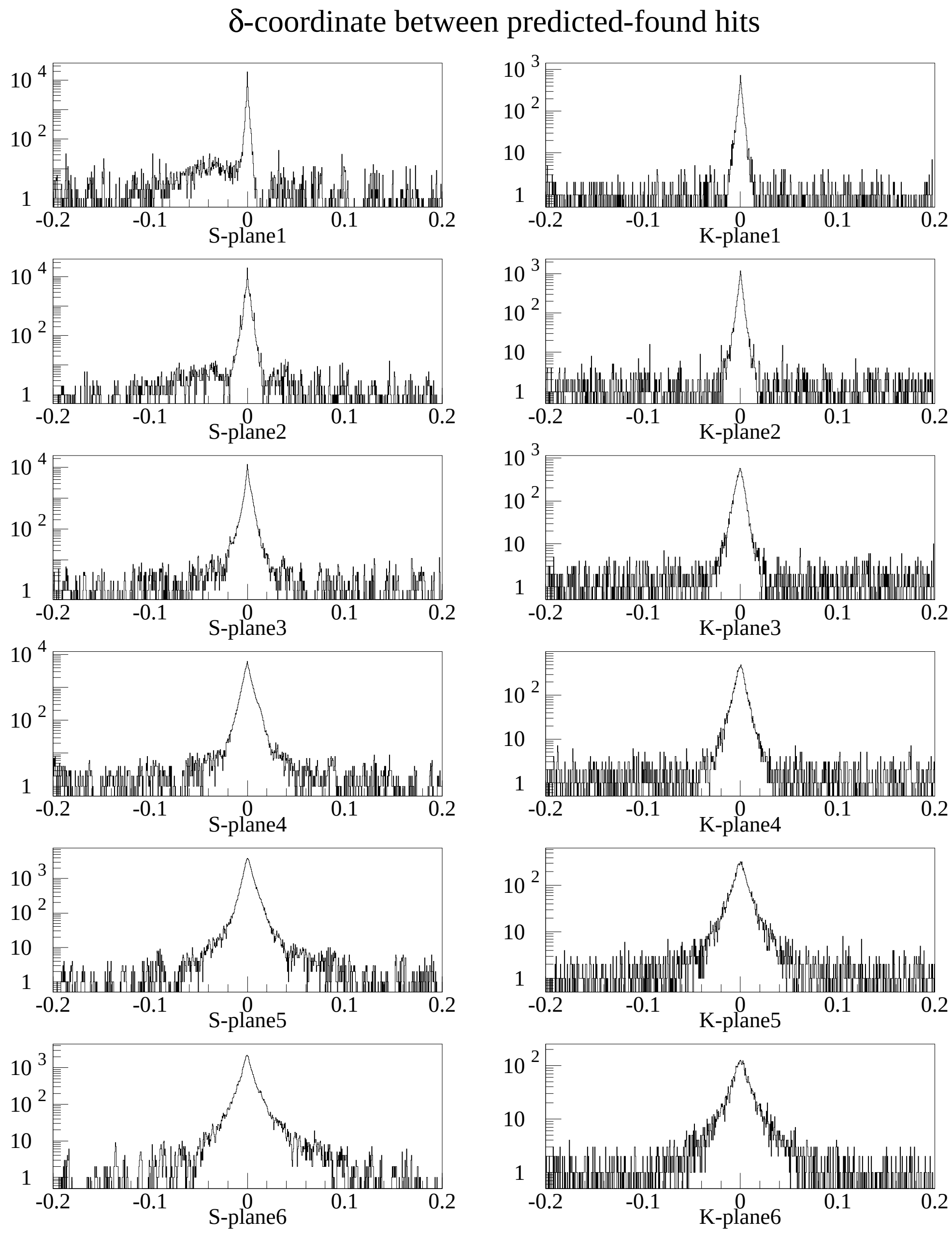


FIG. 3.12 – Différence entre la coordonnée prédite et la coordonnée de l'impact. L'échelle en abcisse est en [cm]. Les effets dus à la diffusion multiples et aux défauts d'alignement (en particulier le plan S1) sont clairement visibles.

Inefficacité de bruit

Il s'agit d'expliquer et de quantifier l'inefficacité introduite par la distribution du bruit des canaux en fonction de la distribution de signal. La *fig. 3.13* illustre cette façon de calculer l'efficacité. La distribution de bruit (typique) provient d'une calibration pendant le vol STS-91. Des distributions de signal des particules minimum ionisantes et des ions d'hélium des essaims à deux pistes qui proviennent de données alors que cette calibration est active, nous obtenons les *distributions de la charge normalisée* $\hat{Q}_{\mathrm{S,K}}$. $\hat{Q}_{\mathrm{S,K}}$ est définie ainsi : c'est la charge collectée par une piste d'un essaim dont le rapport signal sur bruit est maximalisé, puis divisé par le paramètre de déclenchement des essaims

$$\hat{Q}_{\mathrm{S(K)}} = \frac{Q_{\mathrm{S\,(K)}}}{2.75\,(3.5)},$$

où $Q_{\mathrm{S\,(K)}} = \max_{\{ij\}\in\mathrm{cluster}} r_{ij}/\sigma_{ij}$. Notons que la piste qui maximalise $Q_{\mathrm{S\,(K)}}$ n'est pas nécessairement celle d'amplitude maximum, ni même celle de déclenchement, cela introduirait une faute qui sous-estimerait l'efficacité.

Ainsi, cela permet de rendre compte visuellement de la méthode, un essaim potentiel ne déclenche pas toujours son acquisition : pour cela, il faut que la charge normalisée de cet essaim soit supérieur au bruit de la piste correspondante. Sur le graphe, cela signifie que, pour un essaim donné, le bruit en rouge doit se situer au delà du signal normalisé correspondant. Dans le cas contraire l'essaim est perdu et contribue à l'inefficacité. Donc l'intégrale de la multiplication canal par canal des valeurs de la courbe noire (qui n'est autre que l'intégrale du bruit par le signal) par, respectivement les courbes bleues et vertes pour les MIP et les ions d'He, est l'efficacité recherchée. Pour comparer, il faut tenir compte de leur contribution. Cela permet de quantifier le pourcentage de perte d'essaims pour S et K : environ 6% pour S et 11% pour K pour les particules MIP et 2.5% pour S et 4% pour K pour les ions d'hélium comme le montre le tableau aux données de la calibration 339 (temps UNIX : 897243486), qui précédait à la prise de données utilisées pour la reconstruction avec plan manquant (il s'agit de l'ensemble de données basse température qui a débuté au temps UNIX 897243498)

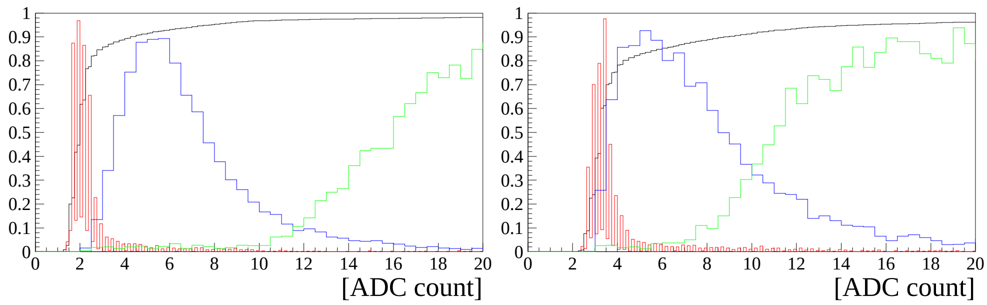
efficacité MIP			efficacité He		
plan	côté S	côté K	plan	côté S	côté K
1	94.1%	87.3%	1	97.4%	95.1%
2	95.5%	89.7%	2	97.9%	96.5%
3	94.4%	89.3%	3	97.1%	95.8%
4	92.9%	89.5%	4	97.3%	96.3%
5	94.8%	89.0%	5	97.9%	96.4%
6	95.4%	90.2%	6	97.8%	96.1%

Il s'agit maintenant de comparer qualitativement les résultats obtenus avec le modèle avec ceux obtenus à l'aide de la reconstruction avec plan manquant.

$$\text{Contribution due à la distribution du bruit} \left\{ \begin{array}{rl} \sim 6\%, & \text{MIP du côté S} \\ \sim 11\%, & \text{MIP du côté K} \\ \sim 2.5\%, & \text{He du côté S} \\ \sim 4\%, & \text{He du côté K} \end{array} \right. \quad \text{qui inclue la contribution due}$$

$$\text{aux canaux morts} \left\{ \begin{array}{rl} \sim 3\%, & \text{du côté S} \\ \sim 4\%, & \text{du côté K} \end{array} \right.$$

On constate que, sauf pour les MIP du côté K, l'inefficacité qui résulte de la reconstruction avec plan manquant est inférieure à la somme de ces deux contributions. Cela s'explique aisément car les canaux morts ne sont pas contigus et donc le signal n'est affecté que dans l'amplitude de l'essaim mais rarement dans son existence. Pour les MIP du côté K, l'inefficacité qui résulte de la reconstruction avec plan manquant explose littéralement et ne peut être expliquée seulement à l'aide de ces deux contributions, ce qu'on interprète comme une nouvelle manifestation du problème récurrent de la mauvaise collection de charge qui prévaut de ce côté (l'amplitude moyenne des essaims y est plus faible que du côté S, les essaims sont souvent de longueur 1).



(a) côté S (b) côté K

FIG. 3.13 – En rouge, la distribution du bruit de calibration ; en vert et en bleu, les distributions de charge normalisée de MIP et de He respectivement (voir texte) ; en noir, le pourcentage de canaux de bruit inférieur à la valeur d'abcisse.

Donc l'interprétation de l'inefficacité avec comme sources les canaux morts et la distribution de bruit est certainement qualitativement correcte, tout en gardant à l'esprit que la collection de charge du côté K est quelque peu déficiente.

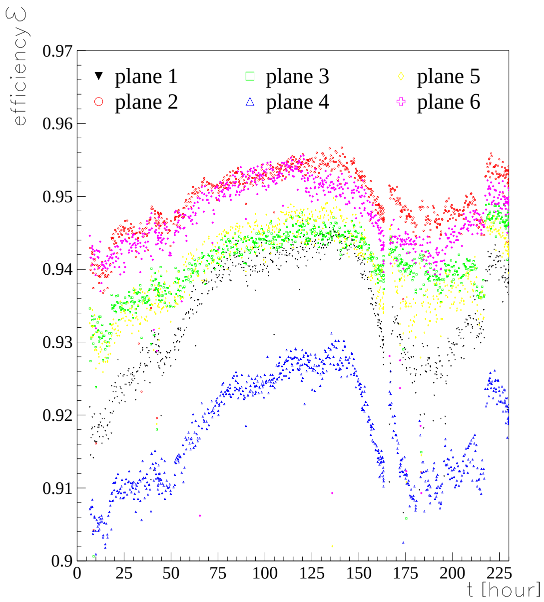
Dans une section précédente 3.1, il fut mis en évidence la corrélation entre la qualité des données et la température. Regardons cela pour l'efficacité en réitérant le calcul précédent sur toutes les calibration obtenues durant le vol. Le résultat est présenté *fig. 3.14* pour les MIP et *fig. 3.15* pour les ions d'hélium. L'efficacité est évidemment nettement meilleure pour les ions que pour les particules minimum ionisantes et ceci de façon particulièrement marquée pour le côté K, de nouveau, la même forme de la dépendance en température est perceptible à un niveau de l'ordre de 2 % pour les MIP et à hauteur de quelque 1 % pour les ions d'hélium. Les échantillons de signal des particules MIP et He restent les mêmes pour toutes les calibrations, estimant que l'effet de température agit de façon dominante sur le bruit et très peu sur l'amplitude du signal lui-même. Les effets de la combinatoire aident à dégrader fortement la qualité d'une trajectoire ou à la perdre et une variation dans l'efficacité, même petite, revêt une grande importance, la valeur de l'efficacité est un très bon indicateur de ce qui peut être attendu de notre détecteur (évidemment, pour connaître l'inefficacité totale, il faut y ajouter les contributions géométriques) ; une section suivante 3.4 montrera pourtant l'importance indéniable pour faciliter une analyse physique de la qualité de la trajectoire (le nombre de plans touchés par cette trajectoire).

3.3.5 Discussion à propos de variantes dans la configuration du trajectographe

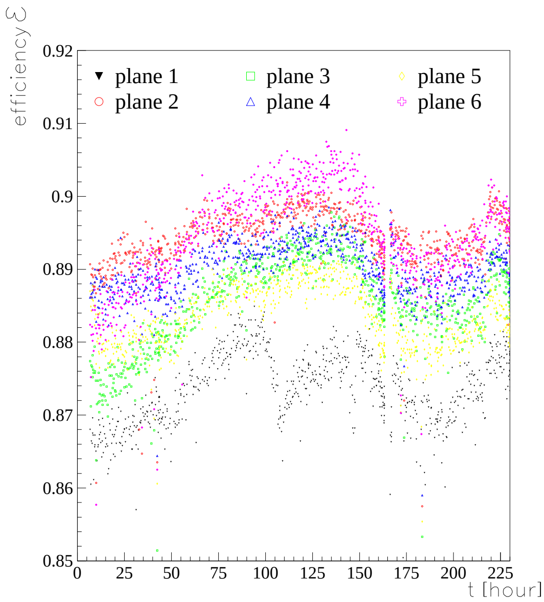
Le tableau ci-dessous montre le nombre d'impacts attendus dans diverses configurations du trajectographe, dans le cas où la qualité reste la même

Pourcentage attendu de trajectoires à n impacts			
version du détecteur	AMS-01	complété	8 plans
traces à 4 impacts	$\sim 65\%$	$\sim 21\%$	$\sim 2.3\%$
traces à 5 impacts	$\sim 28.6\%$	$\sim 39\%$	$\sim 9.6\%$
traces à 6 impacts	$\sim 6.4\%$	$\sim 40\%$	$\sim 25.3\%$
traces à 7 impacts	-	-	$\sim 37.9\%$
traces à 8 impacts	-	-	$\sim 24.9\%$
traces perdues (< 4 impacts)	$\sim 38\%$	$\sim 13\%$	$\sim 0.4\%$

où les deux dernières colonnes ne tiennent pas compte de l'acceptance (les trajectoires sont supposées traverser tous les plans).

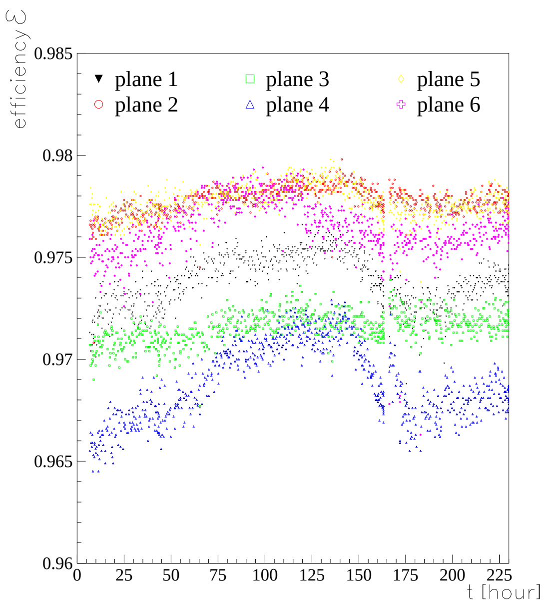


(a) côté S

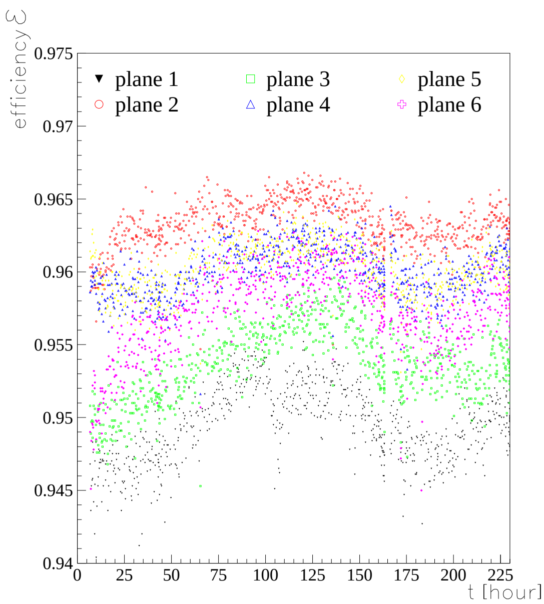


(b) côté K

FIG. 3.14 – Efficacité de détection des particules minimum ionisantes plan par plan du détecteur de trajectoires pendant la mission STS-91.



(a) côté S



(b) côté K

FIG. 3.15 – Efficacité de détection des ions d'hélium plan par plan du détecteur de trajectoires pendant la mission STS-91.

Il est à noter que AMS-01 se satisfaisait de traces à 4 hits, cela ne serait plus le cas dans une configuration lors de la mission suivante où des impacts sur 5 plans **successifs** seront exigés au minimum pour la reconstruction de traces, ce qui signifie dans une future configuration à 6 plans que $\sim$ 42.5% des protons et $\sim$ 30.5% des ions seraient perdus (ne passeraient pas le niveau 3 de déclenchement). Pour réduire ces chiffres, il faudrait entre autres

– améliorer la qualité du silicium (courant de fuite) et le dessin du côté K afin de réduire le bruit et d'améliorer la collection de charge du côté K
– revoir le système d'acquisition, en particulier la liaison TDR-JDQT de bande passante trop faible (un niveau de bruit fortement diminué du côté K pourrait également partiellement répondre à cette amélioration) afin de pouvoir relacher la coupure de déclenchement des essaims
– augmenter le signal sur bruit (au niveau des préamplificateurs et de la ligne de transmission analogique)

On remarquera la très nette amélioration dans les configurations futures. Evidemment, la configuration à 8 plans semble extrêmement prometteuse, mais il s'agit d'un changement qui a de très fortes implications. Pourtant, parmi les buts que s'est fixé AMS, fournir de nouvelles limites à la présence d'antimatière est prioritaire et une augmentation du nombre de plans au sein du trajectographe permettrait d'améliorer très sérieusement les capacités de réjection de faux candidats à l'antimatière. Par exemple, ainsi que nous le verrons dans la section suivante, l'efficacité de réjection des candidats à l'antihélium augmente drastiquement avec le nombre d'impacts qui caractérise leur trace.

3.3.6 Conclusions

Ces résultats sont à comparer avec ceux que nous avons obtenus lors d'un faisceau test durant la phase primitive de développement de AMS-01 [91] : à ce moment à l'aide de prototypes d'échelles courtes avec des plaquettes double face similaires (pas entre les pistes de 25 μm), des efficacités de respectivement 99% et 92% avaient été atteintes pour les côtés S et K pour des MIP (avec l'avantage d'une compression des données réalisée hors ligne). Les échelles longues sont une source de bruit importante. De plus, les seuils de déclenchement des essaims de la procédure de compression du programme de réduction des données introduit également une inefficacité.

Les problèmes majeurs rencontrés avec le trajectographe lors du vol précurseur et pour lesquels des études en vue d'améliorations sensibles sont en cours sont

– la déficience de la collection de charge du côté K
– le bruit plus élevé du côté K a contraint d'augmenter le seuil de déclenchement des essaims par rapport au côté S, amplifiant de la sorte le problème soulevé au point précédent
– l'effet d'entraînement des canaux morts et bruyants sur leur proches voisins
– un signal MIP relativement bas et donc un rapport signal sur bruit qui l'est également

Pour tous ces défauts, les travaux suivants ont été entrepris et tentent d'apporter des réponses

– le dessin des plaquettes pour le côté K est en train d'être revu
– le préamplificateur est modifié pour relever le signal MIP quitte à perdre en linéarité à haute charge
– des plaquettes passivées avec des courants de fuite plus conforme sont en cours de test
– des retouches sporadiques sur des microsoudures qui correspondent à des pistes bruyantes afin de comprendre si l'effet de proximité (les pistes proches voisines d'une piste très bruyante sont en général bruyantes) peut être réduit

3.4 La quête de l'antihélium

Une nouvelle limite à la présence d'antihélium est présentée, sa dépendance en fonction de la rigidité est traitée selon une approche conservative. Les motivations physiques d'une limite à la présence à l'antimatière furent présentées en détail dans le chapitre d'introduction. Une différence qualitative distingue une recherche de ions $|Z| = 2$ de celle de ions de charge $|Z| > 2$ puisque grossièrement les premiers trouvent leur origine à l'époque de la nucléosynthèse primordiale alors que les seconds sont des produits de la nucléosynthèse stellaire. Cette origine caractérisée par des temps de l'évolution différents rend ces deux recherches intéressantes. Néanmoins, il est vraisemblable que dans un univers symétrique, le flux d'antihélium à nous parvenir devrait être beaucoup plus important que le flux d'antiions $|Z| > 2$, reflétant la situation qui prévaut pour leur homologue de matière. L'analyse qui est donc présentée par la suite concerne la quête d'antihélium parmi les données récoltées durant la mission STS-91 par le détecteur AMS-01 : en effet, jamais des données si nombreuses n'ont été collectées dans un domaine de rigidité étendu (jusqu'à environ 200 GV/c) et à une altitude où les inévitables complications dues à l'atmosphère ne sont plus présentes.

3.4.1 Analyse des données

Les données collectées pendant la mission STS-91 par AMS-01 ont permis de reconstruire près de 5'694'321 candidats $|Z| = 2$ dont

- 5'551'790 candidats $Z = 2$
- 142'531 candidats $Z = -2$

Néanmoins, parmi les candidats à l'antihélium, aucun ne satisfait à des critères de qualité suffisants pour rester dans l'échantillon $|Z| = 2$ qui est analysé ici. Cet échantillon est donc exempt de ions d'antihélium.

La reconstruction des données

Introduisons certaines des variables fournies par le programme de reconstruction, principalement les rigidités et leur paramètre de χ^2 associé qui résultent de différents algorithmes, la vitesse et la déposition d'énergie.

Les conventions

- le signe de β est négatif si la particule pénètre le détecteur AMS par son sommet (le bouclier basse énergie), positif sinon (l'albedo en général)
- le signe de la rigidité est le signe de la courbure
- le signe de l'impulsion et le signe de la charge sont identiques

Les définitions de certaines variables

- Les rigidités

  1. Les lissages des impacts dans le trajectographe dans les projections y-z et s-z à l'aide respectivement d'une fonction circulaire et d'une fonction linéaire produisent la variable de rigidité R_{Circle} et les paramètres χ^2_{Circle} et $\chi^2_{\text{StraightLine}}$, qu'il vaut mieux appeler *résidus* puiqu'ils sont générés en première instance à des fins d'identification de la trajectoire : les résolutions introduites pour leur calcul sont donc largement surestimées et valent 300 μm afin de ne pas rejeter un trop grand nombre de traces, et ceci indépendemment de la rigidité R_{Circle}, c'est-à-dire la diffusion multiple n'est pas prise en compte. Pour cette raison aussi, les faibles inhomogénéités du champ magnétique n'ont pas besoin d'être considérées. Pour le travail d'analyse, ces variables seront très utiles pour combattre les inhomogénéités du champ magnétique
  2. Le lissage de la trajectoire au moyen d'une hélice qui tient compte de l'inhomogénéité du champ magnétique [111] qui règne au sein du détecteur AMS-01, dit lissage non linéaire rapide, détermine la variable de rigidité $R_{\text{FastNonLin}}$ et les paramètres $\chi^2_{\text{FastNonLin}}$ et $\chi^2_{\text{noM.S.}}$ associés, où le calcul de $\chi^2_{\text{FastNonLin}}$ est effectué en considérant en plus la propagation des erreurs dues à la diffusion multiple : rappelons que pour une trajectoire d'impulsion p qui traverse une distance l, l'angle de diffusion moyen est

     $$< \delta\theta^2 >\sim \frac{0.015}{p\beta}(l/l_0),$$

     où l_0 est la longueur de radiation du milieu composite (ici les plans du trajectographe, équivalent à ≈ 600 μm de silicium). Les résolutions spatiales introduites pour le calcul des paramètres de χ^2 sont de 20 μm pour la coordonnée y (la coordonnée mesurée par le côté S du silicium) et de 34 μm pour les coordonnées x et z (le côté K et la position du plan). Elles ont été déterminées à l'aide des données de vol de AMS-01 lors de l'alignement du détecteur de traces. Notons que si ces résolutions sont correctes pour des protons, elles sont sous-estimées pour des particules de charge plus élevée localisées avec une meilleure résolution. Cela est montré *fig. 3.16* qui illustre également l'efficacité de l'algorithme qui produit $\chi^2_{\mathrm{FastNonLin}}$ pour propager l'erreur due à la diffusion multiple. Les dépendances de la résolution en fonction de l'angle d'incidence n'ont pas été introduite dans le programme de reconstruction. Les queues importantes de ces distributions sont dues principalement aux inefficacités de détection combinées à des essaims proches (δ-électrons, essaims de bruit) et aux défauts d'alignement. La rigidité $R_{\mathrm{FastNonLin}}$ est simplement dénotée R par la suite.

3. Le lissage de la trajectoire le plus sophistiqué est réalisé en utilisant les routines de "Geane" avec propagation de l'erreur par l'application du filtre de Kalman [110] produit la rigidité R_{Geane} et le paramètre χ^2_{Geane}. Malheureusement, cet algorithme souvent n'aboutit pas, car une bonne connaissance initiale de la matrice de covariance est nécessaire et cela en toute indépendance des résultats du lissage non linéaire rapide. Il ne sera donc pas utilisé par la suite. Notons encore la particularité suivante : l'impulsion (et donc son signe), en tant que variable du ntuple, est définie avec R_{Geane} si celle-ci existe et sinon avec $R_{\mathrm{FastNonLin}}$
4. Une trace comporte 4, 5 ou 6 impacts. Il est donc toujours possible de définir la rigidité R_1 avec les trois impacts supérieurs de la trace et R_2 avec les trois impacts inférieurs de la trace au moyen de l'algorithme qui sert à déterminer la variable $R_{\mathrm{FastNonLin}}$, *i.e.* dans l'environnement qui inclue les faibles inhomogénéités du champ magnétique et la diffusion multiple. L'asymétrie
$$\Sigma = (R_1 - R_2)/(R_1 + R_2)$$
permet une très puissante discrimination en fonction de la qualité de l'événement
5. Lorsqu'une trace comporte des impacts définis du côté K (la coordonnée x), c'est-à-dire trois au minimum, la rigidité $R_{\mathrm{FastNonLin}}$ est recalculée en les omettant. La rigidité est dans ce cas appelée R_{ToF}, ce nom étrange pour signifier dans le jargon de la reconstruction que les essaims K étaient absents et que seul le système de temps de vol a contraint cette coordonnée

De tous ces algorithmes émergent aussi les erreurs $\delta(1/R)$ aux diverses rigidités R. Les erreurs relatives sont $\delta R/R = R\,\delta(1/R)$.

- Le temps de vol donne accès au paramètre cinématique β, à χ^2_β et à l'erreur $\delta(1/\beta)$.
- Les dépositions d'énergie dans les plans du système de temps de vol et dans les plans du détecteur de trajectoires produisent les variables $(dE/dx)_{\mathrm{ToF_{an.}}}$, $(dE/dx)_{\mathrm{ToF_{dyn.}}}$ et $(dE/dx)_{\mathrm{Tracker}}$, où "an." et "dyn." tiennent respectivement pour les mesures effectuées aux anodes et aux dynodes des photomultiplicateurs du système de temps de vol. Il s'agit de moyennes tronquées. De celles-ci et du comportement de la déposition d'énergie en fonction de la vitesse, la charge (au signe près) est déduite : la contamination des protons dans l'hélium est très faible, de l'ordre de 10^{-7}. Les autres degrés de contamination sont relativement négligeables

Les variables dérivées principales sont la masse reconstruite, la charge, l'identité de la particule et sa probabilité associée. Du temps de vol, de la rigidité et de la déposition d'énergie, la charge, la masse et l'impulsion sont assignées et la quantité
$$((1/\beta - f(x))/\delta(1/\beta))^2 + ((1/p - x)/\delta(1/p))^2$$
est minimalisée, où $x = 1/p$ et où $f(x)$ est déduite de l'équation de l'impulsion relativiste, pour les masses des différentes espèces ; de cela découle l'identité de la particule et sa probabilité associée (les deux identités *pid* et *pidvice* associées aux deux plus hautes probabilités respectives *probpid[1]* et *probpid[2]* figurent dans le ntuple). *proballtracker* est définie à l'aide des amplitudes des essaims S. Pour l'analyse qui suit, diverses quantités furent construites

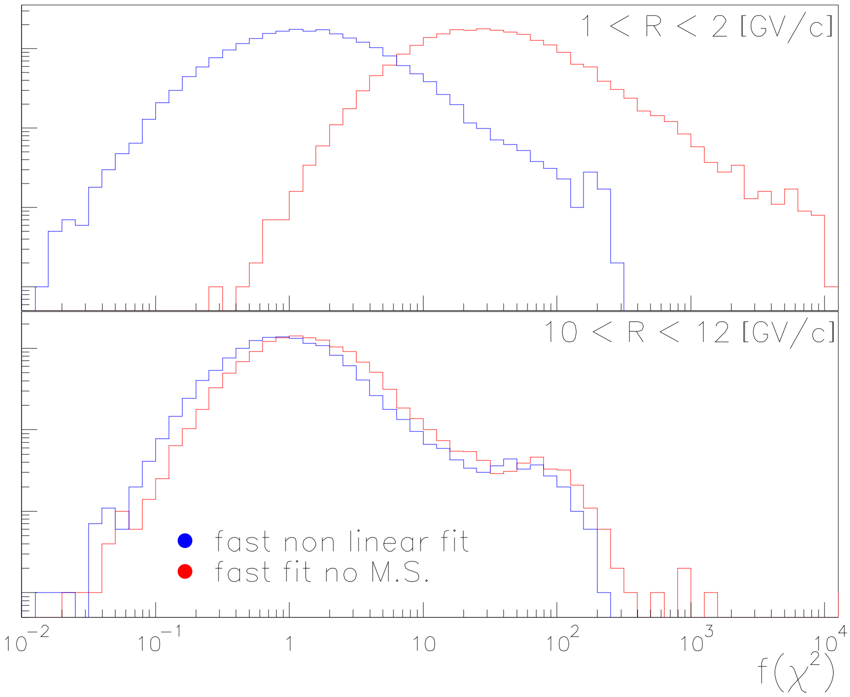


FIG. 3.16 – Les χ^2 obtenus à l'aide de l'algorithme de lissage non linéaire rapide dans un champ magnétique inhomogène, pour deux rigidités. En rouge, lorsque l'algorithme rapide ne propage pas les erreurs dues à la diffusion multiple.

- $\sigma_\beta(R)$. Le graphique $R/(\gamma\beta)$ en fonction de R devrait exhiber deux droites de valeurs constantes $m_{^3\mathrm{He}}/2$ et $m_{^4\mathrm{He}}/2$, pour respectivement les ions ^{3}He et ^{4}He. Néanmoins, le pouvoir de séparation par AMS-01 de ces deux isotopes n'est pas suffisant pour que cela soit visible sur ce simple graphique, une analyse plus fine permet néanmoins cette séparation. On trace alors $f(\beta, R) = 1/(\gamma|\beta|) - 1.6/|R|$ en fonction de R qui est en moyenne nulle (correspondant à une masse moyenne $m_{\mathrm{He}} = 3.2$ et d'écart type $\sigma_\beta(R)$ *fig. 3.17*.
- la moyenne tronquée des dépositions d'énergie des essaims S sur la trajectoire, $(dE/dx)_{\mathrm{trun}}$ ainsi qu'elle fut définie dans une section précédente (3.2) [1]
- $\sigma_{dE/dx}(R)$ *fig. 3.18* qui est l'écart type en fonction de R de $(dE/dx)_{\mathrm{trun}} \cdot |\beta|^{5/3}$ (à noter que $(dE/dx)_{\mathrm{trun}}$ est déjà corrigée par l'angle d'incidence θ), où la correction en $|\beta|^{5/3}$ est en bonne approximation avec la formule de Bethe-Bloch qui décrit la perte d'énergie par ionisation des particules dans la matière
- les probabilités $P_{\chi^2}(R)$ qui sont les probabilités, construites à l'aide des données, qu'un χ^2 soit au delà d'une certaine valeur dans la distribution, en fonction de la rigidité. Celles-ci sont construites pour les χ^2 des divers algorithmes susmentionnés. Attirons l'attention qu'il faut veiller à attribuer le nombre correct de degré de liberté $ndf = n_{\mathrm{S}} + n_{\mathrm{K}} - n_{\mathrm{par}}$, où n_{par} est le nombre de paramètre de lissage qui dépend de l'algorithme. Plusieurs classes de traces sont à considérer ; dans le cas de lissage non linéaire rapide, par exemple :
  1. celles qui sont composées d'impacts trois-dimensionnels pour lesquels existent les essaims S et K : $n_{\mathrm{par}} = 5$
  2. celles dont certains impacts trois dimensionnels ont un essaim K obtenu par extrapolation : $n_{\mathrm{par}} = 5$
  3. celles dont l'information K est totalement absente, la coordonnée x est contrainte par le système de temps de vol uniquement. Seul la lissage circulaire est exécuté : $n_{\mathrm{par}} = 3$

[1] Dans cette précédente section, il a aussi été notifié que les amplitudes des essaims S et K dans le ntuple sont corrigées pour tenir compte du gain des préamplificateurs, de l'angle d'incidence et de la position interpiste (côté K seul) et la vitesse.

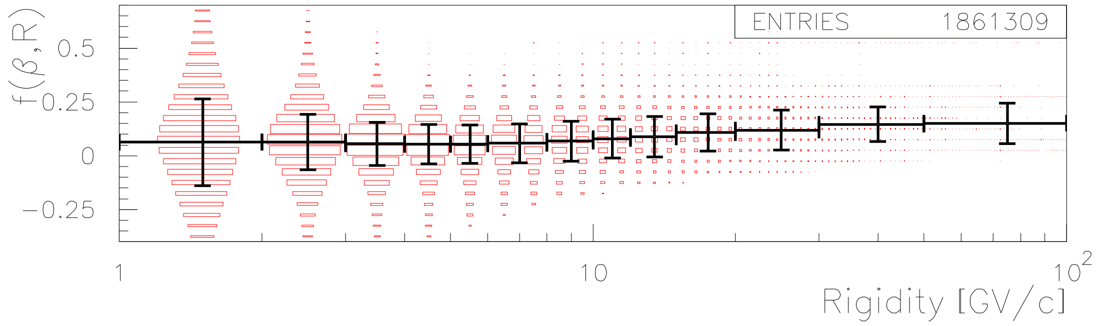


FIG. 3.17 – Illustration de la construction de la variable $\sigma_\beta(R)$ pour les trajectoires à quatre impacts.

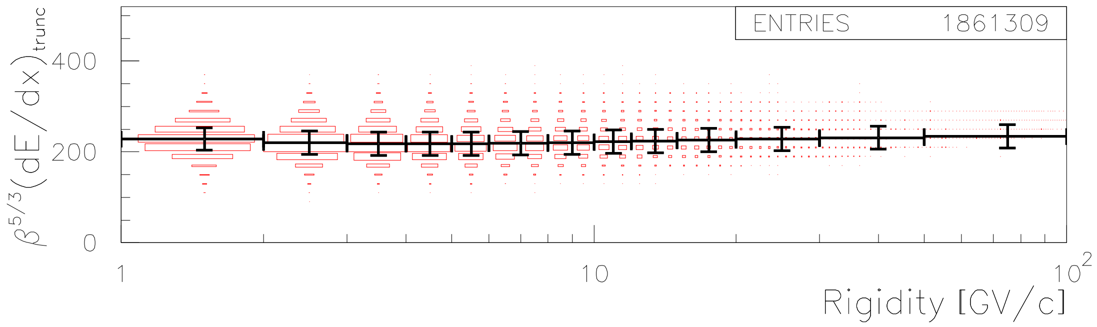


FIG. 3.18 – Illustration de la construction de la variable $\sigma_{dE/dx}(R)$ pour les trajectoires à quatre impacts.

– La variable F. A partir de l'équation de l'impulsion relativiste $p = m\gamma\beta$, la variable

$$F = |R| - \frac{m}{|Z|}\gamma|\beta|$$

est construite, ainsi que l'erreur sur F

$$\delta F = \delta|R| + \frac{m}{|Z|}|\beta|\gamma((|\beta|\gamma)^2 + 1)\frac{\delta|\beta|}{|\beta|}$$

– $(S/N)_{\min}$, qui est la plus petite valeur de signal sur bruit des essaims S sur la trace
– La variable d'asymétrie Σ décrite précédemment
– La variable R_{ToF}/R

Coupures de qualité

Des coupures de qualité sont en premier lieu appliquées sur les candidats à l'hélium et à l'antihélium et vont restreindre cet échantillon $|Z| = 2$ très inégalement en fonction qu'il s'agit de candidats à l'hélium ou à l'antihélium, après que soient identifiées diverses sources de bruit de fond qui viennent grossir le rang des candidats à l'antihélium. Elles sont les suivantes

– Signe de la rigidité erroné à cause de la diffusion simple, ce qu'illustrent les *fig. 3.19* et *fig. 3.20* : une concentration anormale à faible rigidité et faible déposition d'énergie est exclue (une parfaite inadéquation R et de β, masse reconstruite au voisinage de zéro) ; le comportement de l'asymétrie Σ démontre qu'il s'agit de particules ayant été défléchies
– Impacts reconstruits dus au bruit du détecteur
– Evénements multi-traces

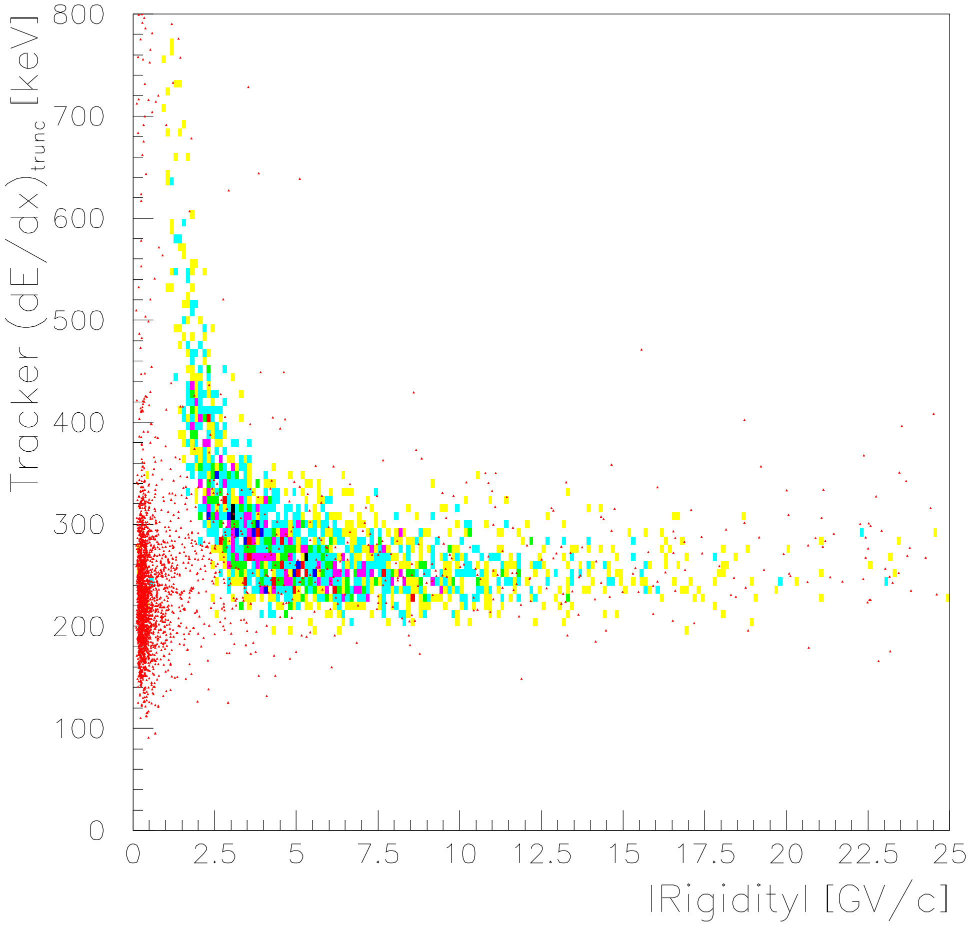


FIG. 3.19 – Comportement de la déposition d'énergie des candidats $|Z| = 2$ en fonction de la rigidité. Les densités représentent les ions d'hélium et les points rouges, surtout concentrés à très basse rigidité avec une déposition d'énergie anormalement faible, les candidats à l'antihélium : cela suggère qu'il y a eu diffusion à grand angle.

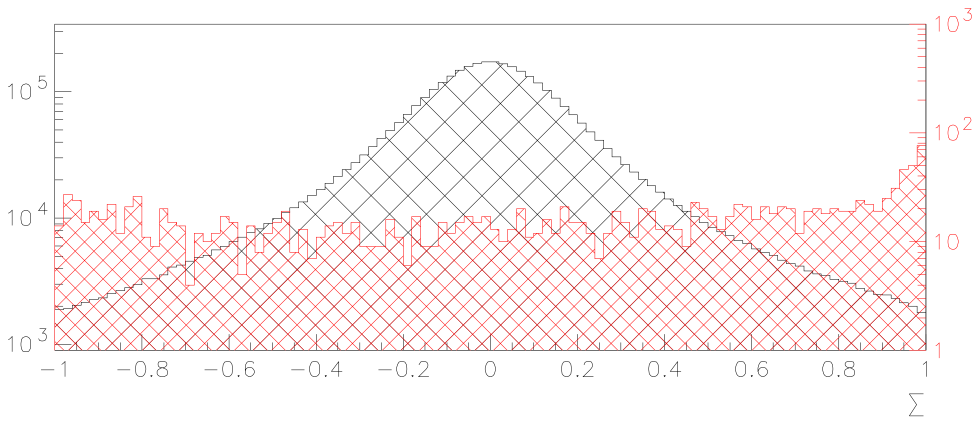


FIG. 3.20 – Asymétrie en rigidité : la différence qualitative de comportement des ions d'hélium et des candidats à l'antihélium est notable et à nouveau suggère la diffusion à grand angle.

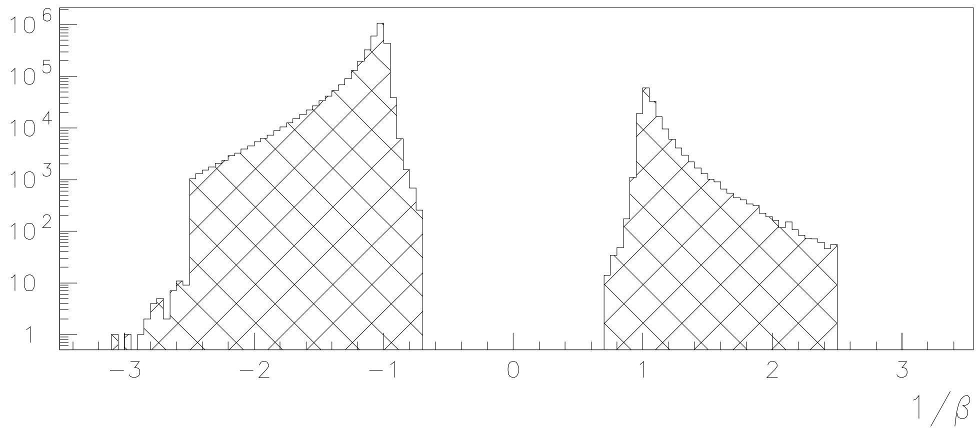


FIG. 3.21 – La direction d'incidence est toujours bien identifiée (dans le système de référence de AMS, les vitesses positives correspondent aux particules de l'albedo en général) : la région centrale est totalement déplétée.

- Confusion du signe de β par le système du temps de vol : à l'aide des données d'un faisceau test, une résolution en β de 2.4 % a été déterminée, la *fig. 3.21* montre qu'il n'y a jamais de confusion de la direction d'incidence de la particule
- Contamination par une autre espèce : le taux de contamination dans l'hélium par des particules de charge $Z = 1$ est de l'ordre de $< 10^{-6}$ à toute rigidité.

Ainsi donc les coupures de qualité énumérées ci-dessous, les deux premières étant destinées à pallier aux imperfections du programme de reconstruction (événements mal formattés)

1. le nombre d'essaims ou d'impacts reconstruits n'est pas en dehors des limites fixées par le ntuple
2. Tous les impacts sur la trajectoire associée à la particule ont leurs coordonnées compatibles avec celles des essaims dont ils résultent (un impact est un "objet" fabriqué à partir d'essaims, en général un essaim S et un essaim K. Il arrive que les coordonnées (3D) de l'impact ne correspondent pas aux coordonnées (2D) des essaims qui ont servi à le construire)
3. Une et une seule particule est associée à l'événement, de charge $|Z| = 2$
4. Le nombre de plan du système de temps de vol qui ont fourni une réponse dont les coordonnées sont compatibles avec la trajectoire est supérieur ou égal à trois
5. La compatibilité cinématique de signe entre les rigidités obtenues selon les divers algorithmes, le temps de vol et la charge
6. La trajectoire, affectée par la diffusion multiple, est soumise à la condition

$$\chi^2_{\mathrm{noM.S.}} < 100$$

   afin de rejeter les candidats inacceptables
7. Les essaims sur la trajectoire ne doivent pas être d'une qualité trop médiocre
   - $(\frac{S}{N})_S > 6, (\frac{S}{N})_K > 4.5$
   - La composante K des trajectoires à quatre impacts doit être présente (3 impacts de ce côté-ci au minimum)
8. L'événement doit être propre : le signal sur bruit totalisé par l'ensemble des essaims S en dehors de la trajectoire ne doit pas excéder un certain seuil. Il peut s'agir d'essaims de bruit dont le signal sur bruit est particulièrement grand ou d'essaims générés par la fragmentation de noyaux

Ces coupures sont donc très efficaces pour supprimer le bruit de fond (les traces de mauvaises qualité) puisque près de 99% des candidats à l'antihélium sont ainsi rejetés alors que 62% des candidats à l'hélium y survivent. L'échantillon des candidats $|Z| = 2$ est alors composé de

1. 3'433'616 ions $Z = 2$
2. 1'660 candidats $Z = -2$

Les événements mal formattés réduisent l'échantillon de 1 %, mais il est important de les éliminer : le problème qui pourrait surgir avec un essaim faussement localisé serait sa mauvaise attribution à une trajectoire, pouvant mener à une confusion du signe de la charge [2]

Coupures finales

Les coupures de qualité appliquées à l'échantillon $Z = 2$ laissent malgré tout subsister un certain nombre de candidats à l'antihélium. Il faut donc étudier maintenant si ces derniers sont effectivement des candidats raisonnables. Nous verrons qu'ils se révèlent tous être des cas pathologiques lorsque les mesures combinées du temps de vol, de la rigidité et de la déposition d'énergie sont confrontées plus sévèrement, lorsque les paramètres de χ^2 sont analysés et que des restrictions sur les erreurs sont imposées.

Une routine d'exclusion des événements dont la particule est associée à une trace à quatre impacts est aussi construite : si des impacts dans le voisinage d'une trace (5 mm) ont un signal sur bruit au moins comparable à celui en vigueur pour les particules minimum ionisantes de charge unité, l'événement est rejeté. Ceci afin d'éliminer efficacement les impacts dus au bruit du détecteur ou aux rayons δ et qui pourraient être utilisés par la trace à cause d'une inefficacité du détecteur de trajectoires (c.f. section 3.3) par exemple, ou alors un effet de diffusion multiple combiné à un impact de bruit ou à un électron δ ou encore un effet de fragmentation nucléaire. La diffusion multiple dans le contexte de l'étude de la résolution spatiale est discutée pour le détecteur au silicium dans [119]. Les électrons δ ont été étudié pour un détecteur de trajectoires similaire à celui de AMS-01 [112, 113], je vais en rappeler les grandes lignes : les électrons δ sont produits par interaction coulombienne de la particule incidente avec un électron d'une couche externe d'un atome du matériau traversé. Pour que ce processus de création soit efficace, les particules incidentes doivent être hautement relativistes, sinon la perte d'énergie qu'elles subissent se fait essentiellement par ionisation. La fragmentation du noyau peut aussi être à l'œuvre pour des particules incidentes extrêmement énergétiques. Le nombre d'électrons δ générés, une fois le matériau caractérisé et pour une énergie de la particule incidente donnée est proportionnel à Z^2 et il est donc important de les considérer dans notre cas, ainsi qu'il a été montré par des simulations :

- Un peu moins de la moitié des événements ne produisent que des électrons δ qui ne quittent pas le plan duquel ils ont été émis, ils affectent la résolution de l'impact de la particule incidente
- Un peu plus de la moitié des événements d'hélium produisent des électrons δ qui quittent le plan d'émission et crée soit un impact sur le plan situé en aval de la trajectoire, soit sur le même plan si le champ magnétique les défléchit sufisemment, ou encore quittent le détecteur

Bien que le nombre d'électrons δ créés soit proportionnel à Z^2 de la particule incidente, il est plus important de les considérer pour l'hélium que pour le carbone par exemple, car dans 13 % des cas, un électron δ initié par un hélium de plus de 10 GeV produira un impact avec une déposition d'énergie comparable à celle du ion, ceci n'est pas du tout le cas pour des ions de carbone [3]. La fraction des événements avec un impact dû à un électron δ absorbé à moins de 500 μm est de l'ordre de 10^{-3} pour un ion incident d'hélium de 20 GeV.

Les coupures suivantes sont appliquées

- Des restrictions sur les fonctions de probabilité
  - de $\chi^2_{\text{StraightLine}}$: $P(\chi^2_{\text{StraightLine}}) > 0.05$
  - de χ^2_{Circle} : $P(\chi^2_{\text{Circle}}) > 0.05$

[2]Le nombre de trajectoires (associée ou non à une particule) total souffrant d'un tel défaut de compatibilité de coordonnée est de plus de 75'000, le nombre d'impacts associés ou non à une trajectoire avec la même pathologie est supérieur à 3'000'000. Cela devrait conduire à une correction dans le programme de reconstruction, puisque un certain nombre de trajectoires sont ainsi perdues.

[3]Toutefois, et pour d'autres raisons, les électrons δ doivent être considérés très sérieusement pour les ions de charge $Z > 2$: en effet, il semble que le déficit apparent de ions d'oxygène par rapport aux ions de carbone soit dû à des électrons δ absorbés par les compteurs d'anticoïncidence.

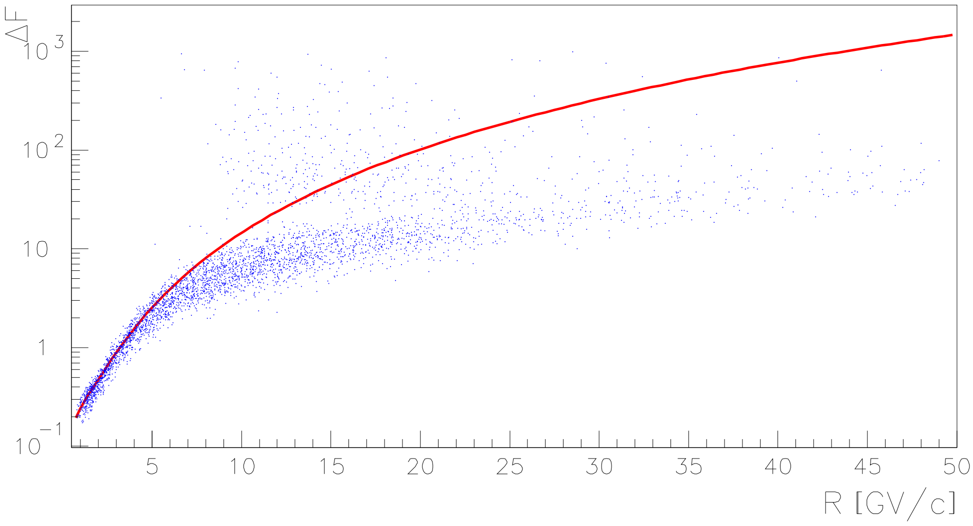


FIG. 3.22 – δF en fonction de la rigidité : l'erreur sur F augmente rapidement avec la rigidité.

- L'asymétrie Σ : $\Sigma < 0.35$
- $|Z|F < 10$
- Fortes incompatibilités des fonctions de dispersion $f(\beta, R)$ et $(|\beta|^{5/3}dE/dx)(R)$ $\left\{ \begin{array}{l} \sigma_\beta(R) < 3 \\ \sigma_{dE/dx}(R) < 3 \end{array} \right.$

Alliées à la routine d'exclusion, elles suffisent à éliminer tous les candidats à l'antihélium qui se situent dans au moins une des queues de ces distributions physiques. Il subsiste alors

- 2'168'447 ions d'hélium
- aucun candidat à l'antihélium

L'efficacité des coupures est dans ce cas mauvaise à haute rigidité, dégradée principalement par la restriction sur la valeur de F. En effet δF augmente drastiquement avec la rigidité ainsi que l'illustre la *fig. 3.22*.

Ces coupures peu sévères nous renseignent sur le point suivant : dans l'échantillon original, il n'y a pas de candidats à l'antihélium qui soient raisonnables. Ce constat est essentiel puisque cela signifie que la suite de l'analyse peut se faire avec un a priori négatif quant à la présence d'antihélium dans notre échantillon. Le but de l'analyse présentée ci-dessous n'est donc plus de faire une découverte, mais d'élargir la statistique de l'hélium afin d'obtenir les meilleures contraintes à la présence d'antihélium.

Il n'est donc plus nécessaire de faire preuve d'autant d'intransigeance maintenant que l'on s'est convaincu de l'absence de ions d'antihélium dans l'échantillon de données original ; en particulier, il n'est plus nécesaire d'être aussi strict sur les coupures lorsque la qualité de la trace s'améliore : les coupures peuvent être largement relachées pour les traces à cinq impacts et davantage encore pour les traces à six impacts. Les figures suivantes qui illustrent les coupures lorsque ces dernières sont appliquées en tant que coupures ultimes sont à regarder avec un œil conscient du code de couleur en vigueur :

- rouge pour les traces à quatre impacts
- vert pour celles à cinq impacts
- bleu pour celles à six impacts

La distinction entre candidats et anti-candidats est clair de par le contexte : **les événements isolés représentent les anti-candidats. Les coupures sont placées de sorte à éliminer les anti-candidats, qui tous se situent dans les queues des distributions.**

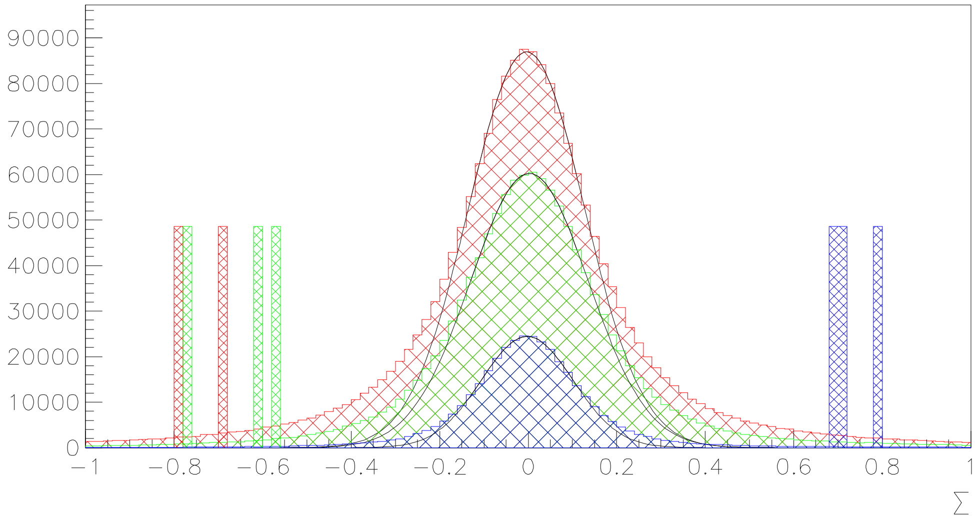


FIG. 3.23 – Asymétrie Σ.

- La première coupure *fig. 3.23* présente l'asymétrie en rigidité Σ. Le comportement marginal de certains événements à forte asymétrie motive leur suppresssion. En effet, le plus conforme d'entre eux se trouve à plus de 4 écarts standard de la moyenne (centrée en zéro, par définition). Le comportement des distributions d'asymétrie est caractérisé par une composante gaussienne auquel s'ajoutent des queues exponentielles. Celles-ci sont dues à la diffusion multiple. La coupure est symétrique.
- La seconde coupure *fig. 3.24* illustre la faible conformité dont souffre les candidats à l'antihélium qui sont situés à plus de trois écarts standards σ_β de leur moyenne respective
- La troisième coupure *fig. 3.25* rejette des candidats à l'antihélium qui souffrent d'une trop grande erreur en rigidité. Cette coupure introduit une perte importante d'efficacité à haute rigidité. Par exemple, pour les traces à quatre impacts, cette erreur est celle qui prévaut en moyenne à un peu plus de 50 GV/c (c.f. *fig. 3.35*).
- La quatrième coupure *fig. 3.26* et *fig. 3.27* agit sur les distributions de probabilité de $\chi^2_{\mathrm{StraightLine}}$ et de χ^2_{Circle}. C'est la probabilité $P(\chi^2)$ d'un χ^2 au delà d'une certaine valeur. Les petites probabilités dont souffrent les candidats à l'antihélium les recalent dans l'importante queue dues à des défauts d'alignement, à l'inefficacité combinée à la présence d'essaims proches de la trajectoire (des électrons δ ou du bruit) et à la diffusion multiple

  La cinquième coupure *fig. 3.28*, qui est de nature à détériorer l'efficacité à haute rigidité, agit sur la valeur de F : un événement caractérisé par un trop grand écart entre ZR et $m\beta\gamma$ est exclu de l'échantillon final.

  La dernière coupure *fig. 3.30* rejette finalement le dernier candidat à l'antihélium de l'échantillon pour cause d'un signal sur bruit sur la trace trop faible (son signal est également faible). La structure de la distribution du signal sur bruit minimum sur la trajectoire *fig. 3.29* semble se départager en deux composantes dont celle située à gauche à un comportement anormal [4]. Ceci est dû aux canaux bruyants. Son importance croît à mesure que la qualité de la trace s'améliore, car la probabilité d'avoir un essaim dont un canal est dans la queue du bruit croît avec le nombre d'impact. Néanmoins, la déposition de charge n'est pas corrélée avec le signal sur bruit : il ne s'agit pas d'une contamination de charge. Il ne s'agit pas non plus d'un effet de gain (rappelons que à la section 3.2, les gains des préamplificateurs se départageaient en deux groupes). Répudier ce dernier événement se motive ainsi : il s'agit d'une trace à quatre impacts, dont l'essaim S incriminé est de longeur 4 et dont le

[4] Des tests de gain (c.f. 2.3, 2.2 pour la signification de ce terme) ont montré que le signal du premier canal de chaque préamplificateur avait un signal plus faible, certainement dû à mon avis à une mauvaise initiation de la séquence, à un problème de synchronisation. Cela n'est pas la cas ici : les canaux qui appartiennent à cette composante anormale sont distribué uniformément sur tout le trajectographe.

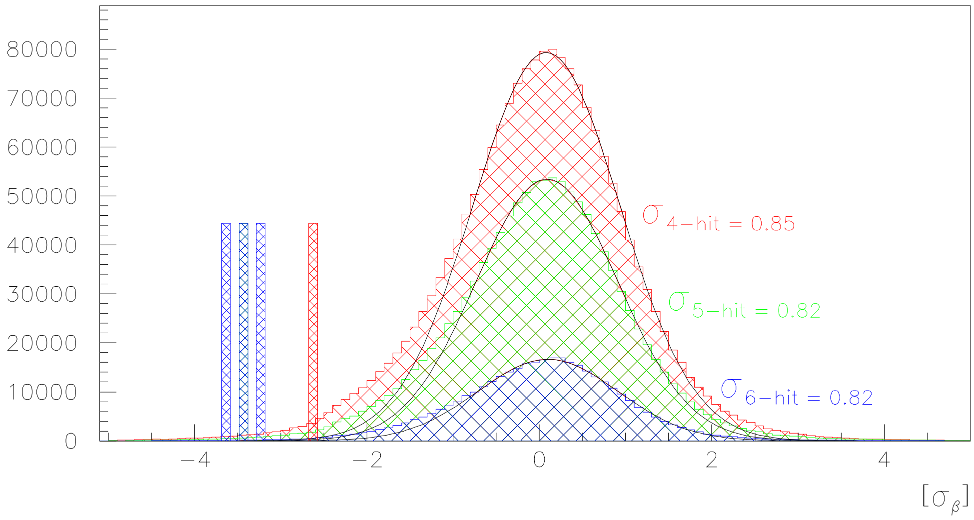


FIG. 3.24 – La distribution σ_β.

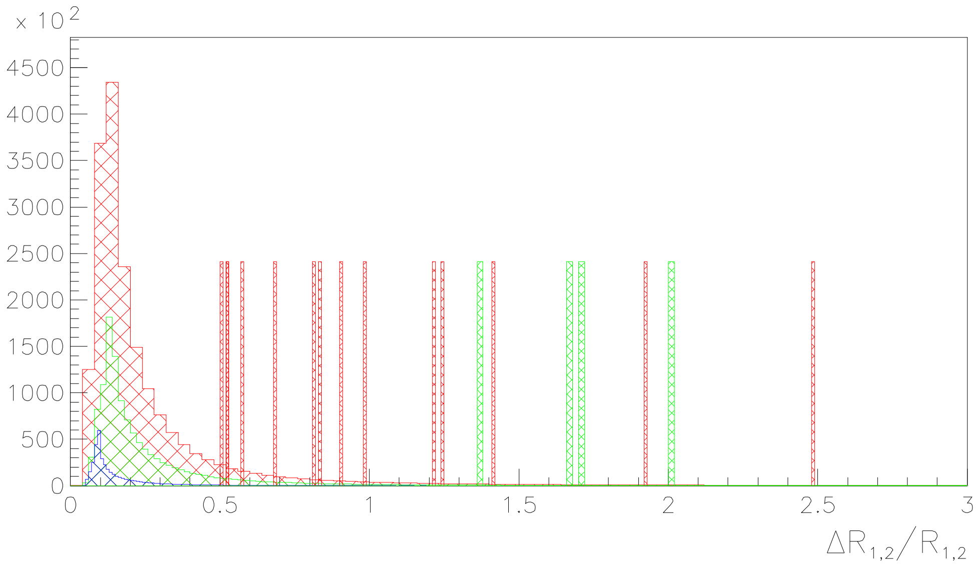


FIG. 3.25 – Erreurs relatives des demi-rigidités.

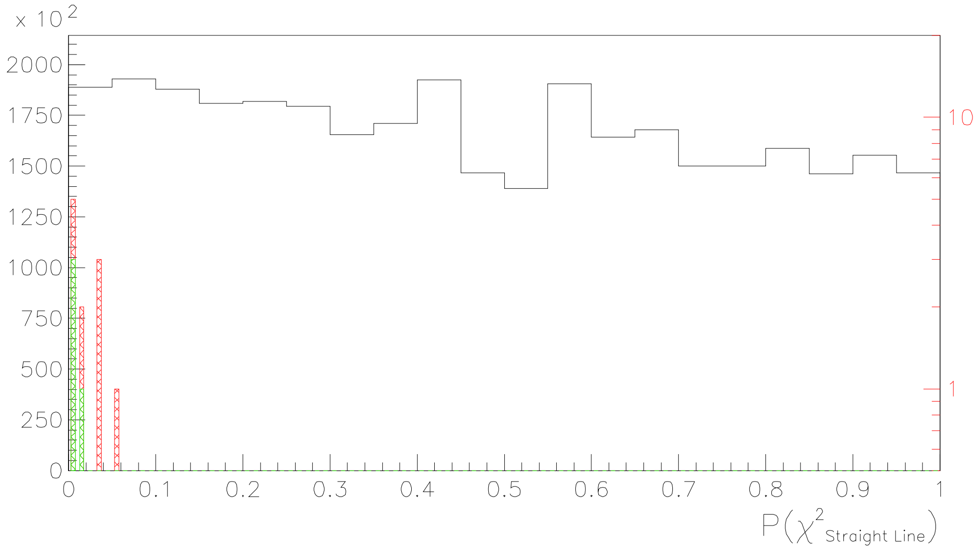


FIG. 3.26 – La distribution de probabilité plates des candidats à l'hélium. En couleur, les faibles probabilités des candidats à l'antihélium.

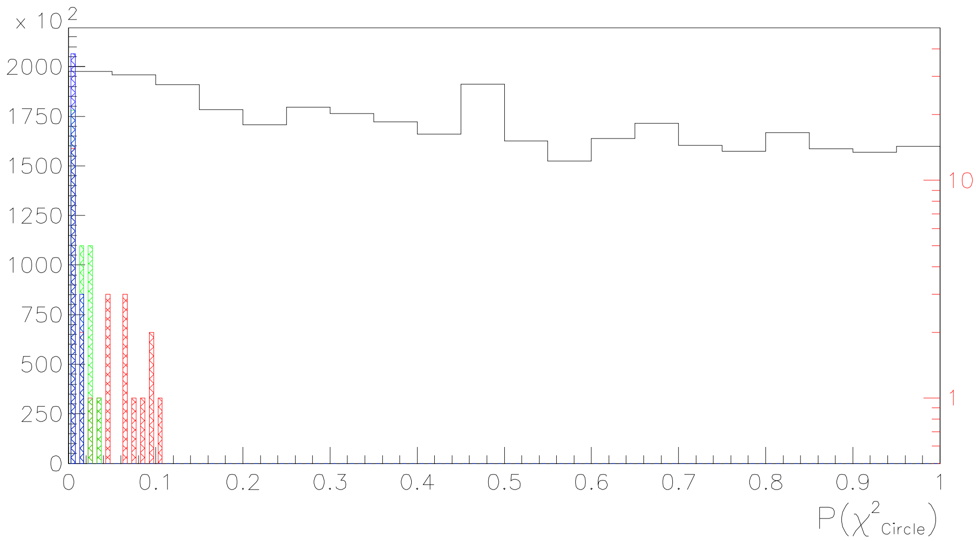


FIG. 3.27 – La distribution de probabilité plates des candidats à l'hélium. En couleur, les faibles probabilités des candidats à l'antihélium.

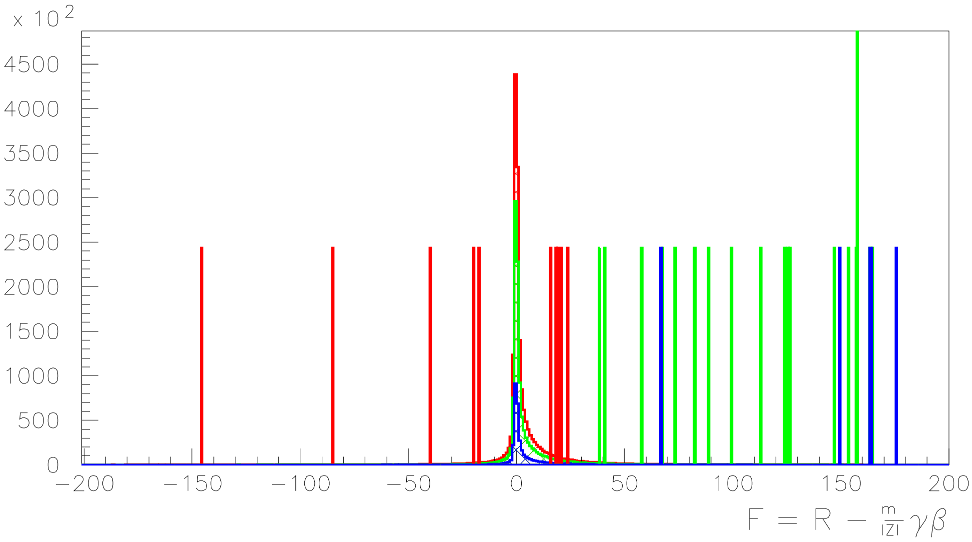


FIG. 3.28 – La distribution F.

signal sur bruit et la déposition de charge sont marginalement compatibles avec celle d'une charge $Z = 2$, les canaux qui participent à cet essaim sont tous de bons canaux : une inefficacité de détection alliée à un électron δ pourrait expliquer un tel essaim. La *fig. 3.30* illustre la dilution de la composante due au bruit d'un canal dans un essaim, lorsque la longueur de celui-ci augmente : l'amplitude de la composante bruyante diminue, ce qui suit des définitions :

$$\sigma_{\text{cluster}} = \sum_{i \in \text{cluster}} \sqrt{\sigma_i^2},$$

où les σ_i sont les bruits individuels des canaux appartenant à l'essaim.

La qualité de la trajectoire augmente avec le nombre d'essaims qui la composent : quatre au minimum, de qualité médiocre jusqu'à six où la qualité est la meilleure. Ces diverses coupures de qualité sont essentiellement les mêmes quelque soit la qualité de la trajectoire mais agissent de façon plus restrictive si la qualité de la trace est moindre.

L'échantillon final est composé de :

- 2'687'165
- aucun candidats à l'antihélium

Les *fig. 3.31* et *fig. 3.32* montrent le comportement de l'échantillon des ions d'hélium et l'efficacité des coupures finales affinées. Une efficacité de sélection globale des ions d'hélium de près de 50 % est atteinte.

L'échantillon de ions d'hélium s'est maintenant élargi. Il n'y a pas de candidats à l'antihélium, pourtant des variations minimes sur les coupures ne préservent pas cette absence de candidats : l'échantillon des candidats à l'antihélium est donc instable. Mais, et je le répète, conjugué à l'a priori négatif quant à la présence d'antihélium dans l'échantillon original, le but est différent dans cette seconde phase, il ne s'agit pas de découvrir un ion d'antihélium, mais uniquement d'élargir la statistique.

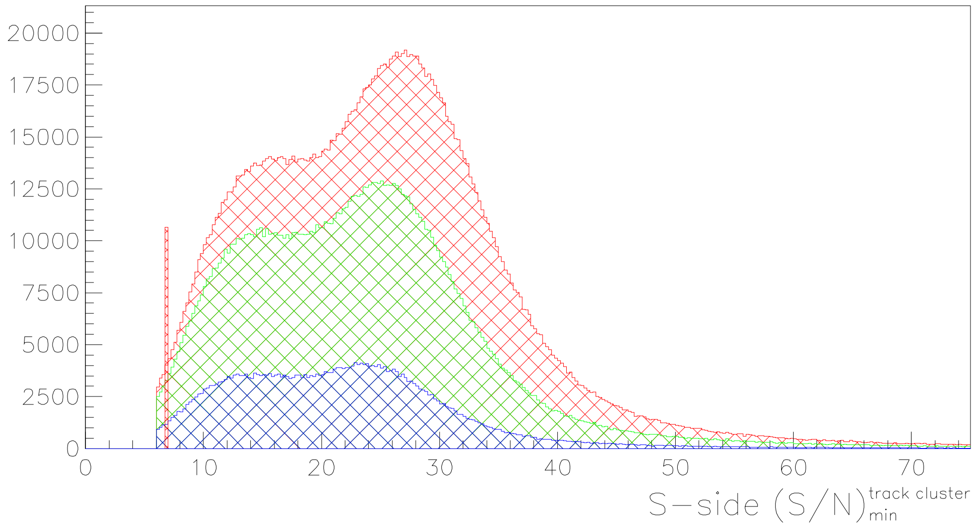


FIG. 3.29 – Distribution de $(S/N)_{\rm min}$.

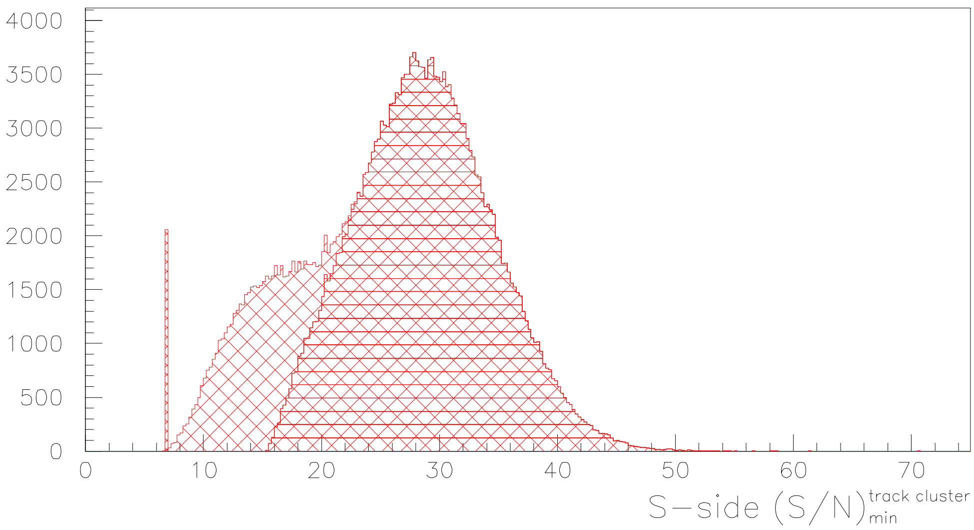


FIG. 3.30 – Distribution de $(S/N)_{\rm min}$ des essaims de longueur 4 : la partie de droite est la composante de la distribution des essaims dont le bruit est raisonnable $\sigma_{\rm cluster} < 6.5$ (qui correspond à un bruit moyen par canal de 3.25).

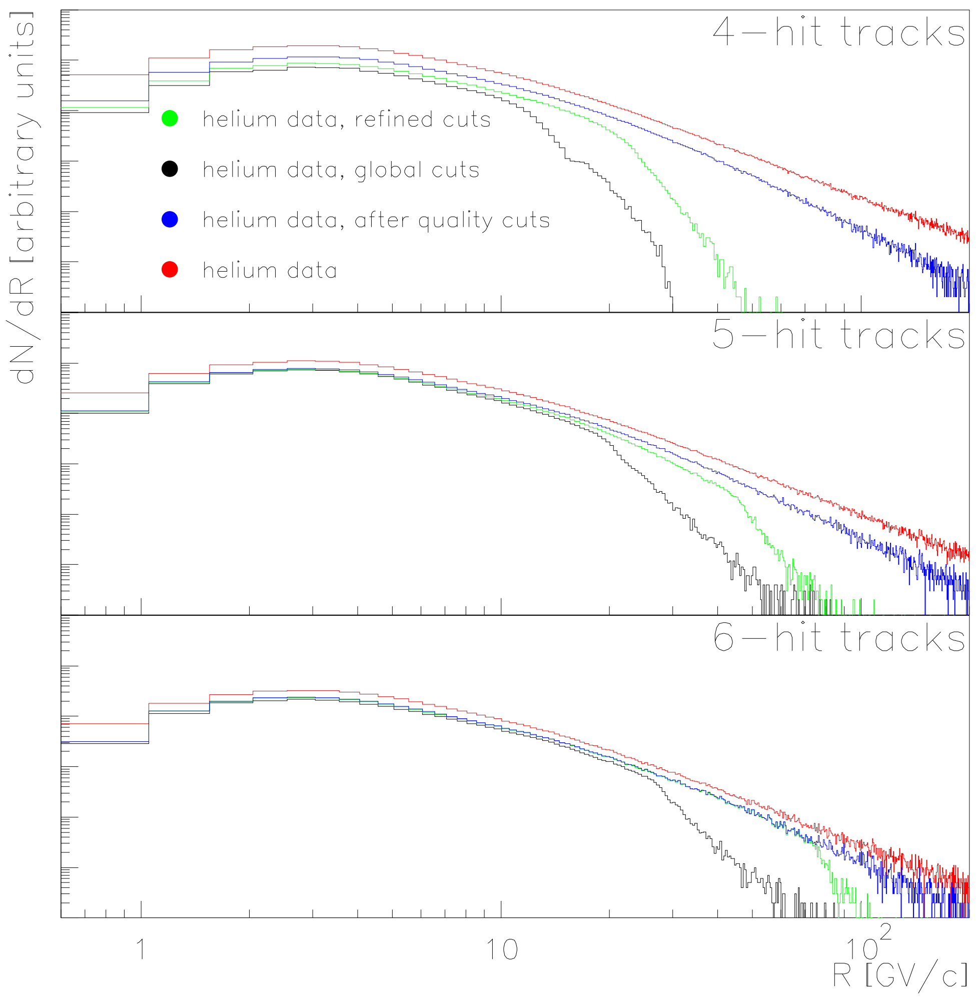


FIG. 3.31 – L'évolution du spectre de l'hélium après les divers pas de l'analyse : les données brutes en rouge, après les coupures de qualité en bleu, après les coupures finales globales en noir, après les coupures finales affinées en vert.

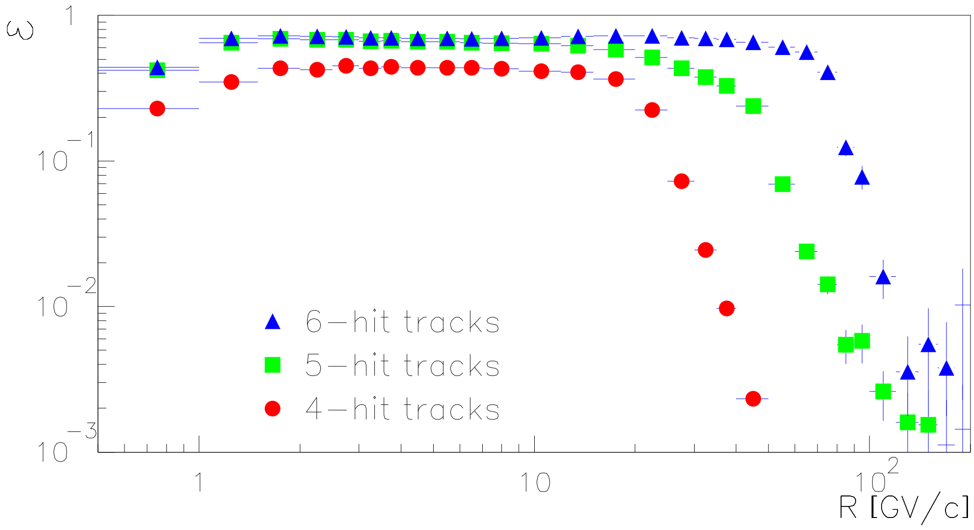


FIG. 3.32 – Efficacité des coupures finales affinées en fonction de la rigidité : elle diminue très rapidement au delà d'un certaine rigidité qui dépend de la qualité de la trace.

3.4.2 Corrections au spectre

La mesure d'une distribution $P(x)$ qui dépend d'une quantité x produit une distribution $P_{\mathrm{exp}}(x)$ qui ne coïncide en général pas avec $P(x)$ car outre les fluctuations statistiques qui l'entachent, l'efficacité de détection ainsi que la résolution finie du détecteur induisent des distorsions. Il s'agit donc de les corriger afin de retrouver la distribution vraie $P(x)$. Dans notre cas, diverses corrections sont nécessaires avant de pouvoir fournir des limites à la présence de l'antihélium. Evidemment la variable x et la distribution $P(x)$ ne sont autres que la rigidité R et le spectre en rigidité $dN/dR(R)$. Il faut distinguer les trois principales causes de distorsion du spectre dans leur ordre d'affectation de celui-ci, les deux premières sont liées à l'efficacité de détection

- les collisions inélastiques avec les matériaux du détecteur. Cet effet intervient le premier puisque dans ce cas la particule est ignorée (il ne se produit pas de déclenchement de niveau 1)
- le temps mort du détecteur, qui introduit la distorsion majeure. Un déclenchement de niveau 1 est enregistré mais l'événement est ignoré car le détecteur n'est pas prêt à une nouvelle acquisition

et la troisième reflète la résolution spatiale finie du détecteur de traces

- la résolution en rigidité est finie et est une fonction de la rigidité. La forme du spectre est affectée par un effet qui sera par le suite appelé *migration des rigidités*

Ces corrections doivent bien entendu être appliquées dans l'ordre inverse duquel elles furent énumérées puisque pour remonter au spectre vrai, il faut corriger d'abord les effets systématiques qui ont modifié la distribution $P(x)$ en dernier.

1. La migration des rigidités

La résolution en rigidité se dégrade à haute rigidité, dû à la résolution spatiale finie du détecteur, ainsi qu'à basse rigidité où elle est déteriorée par les effets de diffusion multiple. Ainsi, le problème qui se pose est de retrouver le forme vraie du spectre à partir du spectre mesuré avec la connaissance de la fonction de résolution en fonction de la rigidité. La migration des rigidités est illustrée *fig. 3.33.*

Pour le résoudre, nous considérons la résolution en rigidité gaussienne. Il suffirait en principe d'inverser la matrice des probabilités d'une rigidité vraie pour une rigidité mesurée pour retrouver le spectre véritable, pourtant cette méthode est instable (apparition de probabilités négatives).

Il ne s'agit pas d'une simple déconvolution (même si le procédé de correction est abusivement nommé ainsi) car la fonction de résolution dépend de la rigidité, formellement il s'agit de trouver une solution

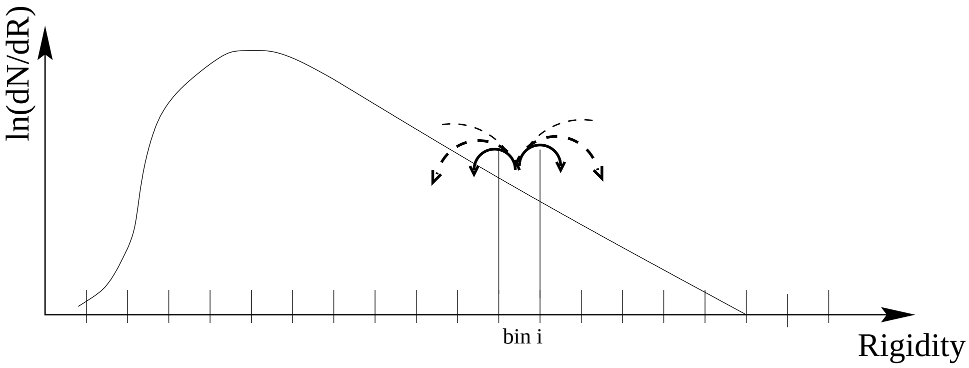


FIG. 3.33 – Illustration du biais introduit dans un spectre dont la mesure est effectuée avec un détecteur à résolution finie. Lorsque la rigidité augmente, l'effet de fuite dans les canaux voisins est accentué. En particulier, cela est particulièrement sensible avec des spectres à décroissance exponentielle.

dN/dR à l'équation de Fredholm de premier type suivante

$$\frac{dN}{dR_{\rm exp}} = \int_{R_{\rm min}}^{R_{\rm max}} p(R, R_{\rm exp}) \frac{dN}{dR} dR, \quad R_{\rm min} \leq R \leq R_{\rm max},$$

où $R_{\rm exp}$ est la rigidité mesurée et R, la vraie rigidité. $p(R, R_{\rm exp})$ est la probabilité de mesurer la rigidité $R_{\rm exp}$ pour une rigidité vraie R. Cette fonction de probabilité est construite à l'aide des fonctions de résolution illustrées sur la *fig. 3.35* en considérant des distributions gaussiennes. Il est important de noter que ces fonctions de résolution construites à partir des événements sont compatibles avec celles obtenues (pour quelques valeurs de la rigidité) lors d'un test faisceau qui suivit le retour de mission de STS-91.

La solution fait référence à [109], où la méthode dite *des poids convergents* est décrite, le schéma itératif pour résoudre

$$v(y) = \int_0^1 p(x, y) u(x) dx,$$

étant le suivant

$$u^{(j+1)}(x) = \int_0^1 r^{(j)}(y) q(x, y) dy \cdot u^{(j)}(x),$$

où $r^{(j)}(y) = v(y)/v^{(j)}(y)$ et $q(x, y) = p(x, y)/A(x)$ avec $A(x) = \int_0^1 p(x, y)dy$. Il est évident que si la série des "poids" $r^{(j)}(y)$ est telle que $\lim_{j\to\infty} r^{(j)}(y) = 1$, $\lim_{j\to\infty} u^{(j)}(x) = u(x)$.

Puisque la convergence de la méthode elle-même n'est pas prouvée dans le cas général, il faut s'en assurer dans chaque cas, pour cela, il suffit de calculer une fonction de moindres carrés entre le spectre en rigidité mesuré original et celui recalculé à partir du spectre en rigidité "vraie". Bien sûr cette méthode ne peut être appliquée que si la statistique est partout suffisante et s'il est possible de prolonger la distribution. Ainsi il ne fait aucun sens d'appliquer cette méthode au delà de 100 GV/c par exemple sur les spectres obtenus après les coupures finales, puisque seulement quelques événements dispersés ont survécu. De fait, la méthode ne converge pas lorsqu'elle est appliquée aux spectres finaux.

L'idée est donc la suivante : appliquer la méthode des poids convergents sur les spectres après les coupures de qualité (appelés spectres originaux) séparément pour les traces à 4,5 et 6 impacts en utilisant les fonctions de résolution correspondantes puisque ceux-ci se prolongent dans les hautes rigidités avec suffisemment de statistique (ils sont suffisemment "doux" ou continu). On obtient alors les spectres originaux corrigés par cet effet de migration des rigidités. A cette étape, l'échantillon correspondant d'antihélium n'est pas exempt de candidats. Les coupures finales sont appliquées quant à elles sur l'échantillon de données, sur lequel cette correction n'a pas encore été appliquée.

On remarque que la normalisation reste intacte lors de l'application itérative de la méthode afin d'obtenir la fonction de correction, il ne s'agit que d'une migration statistique d'événements d'une rigidité à une autre (d'un bin à l'autre).

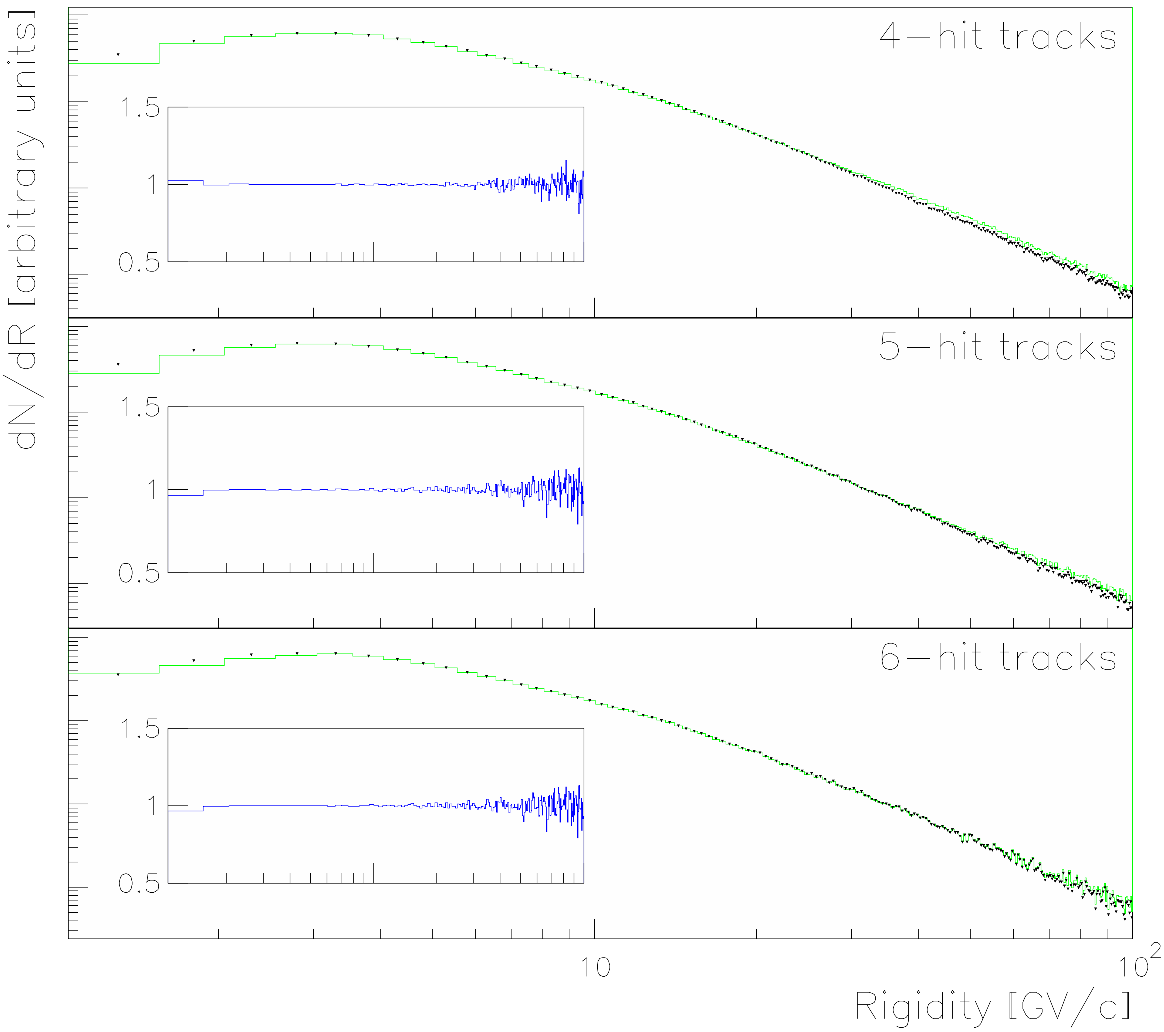


FIG. 3.34 – En rouge, le spectre en rigidité mesuré, les points, une fois la correction en résolution appliquée. En incrustation, la fonction de convergence (qui tend vers l'unité).

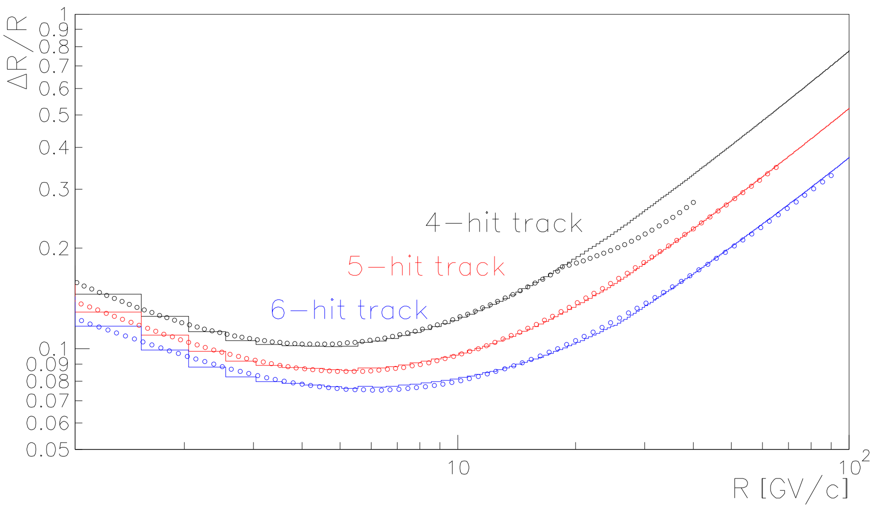


FIG. 3.35 – La résolution en rigidité après les coupures de qualité (en continu). Elle se trouve améliorée avec la qualité de la trace. A basse rigidité, les effets de la diffusion multiple se font sentir, tandis qu'à haute rigidité, la limitation est due à la résolution spatiale finie. Les cercles, proviennent d'un lissage de la résolution après les coupures finales : elles ne la modifient pas conséquemment, même si elle est visiblement dégradée pour les traces à quatre impacts pour les rigidités supérieures à 18 GV/c.

La fonction d'efficacité des coupures *fig. 3.32* obtenue par le rapport

$$\frac{(dN/dR_{\rm exp})_{\rm final\,cut}}{(dN/dR_{\rm exp})_{\rm quality\,cut}}$$

est alors corrigée pour tenir compte de la migration des rigidités : il s'agit de la multiplier, bin par bin, par la fraction $(dN/dR)_{\rm quality\,cut}/(dN/dR_{\rm exp})_{\rm quality\,cut}$ de ce même bin. Les spectres finaux sont obtenus en appliquant aux spectres originaux cette fonction d'efficacité corrigée. Notons que cette façon de recalculer la distribution finale n'est valable que si le biais introduit par les coupures finales sur la fonction de résolution n'est pas conséquent, ce qui est le cas (c.f. *fig. 3.35*).

2. Atténuation du flux reconstruit

En traversant le détecteur, un ion d'hélium rencontre principalement le bouclier basse énergie, deux plans de scintillateurs du système de temps de vol et des structures de support en nid d'abeille disposées entre les deux premiers plans du système de temps de vol et entre le second plan du système de temps de vol et le premier plan du trajectographe (c.f. *fig. 2.1*).

Puisque la section efficace d'interaction est plus élevée pour un antiion que pour un ion, l'atténuation des antiions est plus grande que celle des ions. Donc la limite est jusqu'à présent surestimée. Il faut tenir compte de cet effet. Le calcul de l'atténuation du flux d'hélium et d'antihélium est basé sur les formules empiriques de la référence [115] pour tenir compte des couches traversées par un ion $|Z| = 2$ qui précèdent son entrée dans le détecteur de trajectoires, qui contribue d'ailleurs de façon négligeable à cette atténuation.

L'idée dans cet article qui mène à la section efficace inélastique $\overline{\rm He}$-nucléon $\sigma_{(\overline{\rm He},{\rm A})}$ est simple : étant donné les sections efficaces $\sigma_{({\rm He},{\rm A})}$, $\sigma_{({\rm p},{\rm A})}$ et $\sigma_{({\rm n},{\rm A})}$ ainsi qu'une relation de la forme

$$\sigma_{({\rm He},{\rm A})} = \sigma_{({\rm He},{\rm A})}(\sigma_{({\rm p},{\rm A})}, \sigma_{({\rm n},{\rm A})});$$

étant donné les sections efficaces $\sigma_{(\bar{\rm p},{\rm A})} \equiv \sigma_{({\rm p},\bar{\rm A})}$ et $\sigma_{(\bar{\rm n},{\rm A})} \equiv \sigma_{({\rm n},\bar{\rm A})}$ qu'on admet être empiriquement liées par une relation analogue, on en déduit $\sigma_{(\overline{\rm He},{\rm A})}$.

Le tableau ci-dessous montre la composition des éléments de AMS-01 qui sont situés au-dessus du trajectographe et qui sont de nature à atténuer quelque peu les flux de He et de $\overline{\text{He}}$:

Matériaux au-dessus du trajectographe				
élément	dénomination	composition	densité [g/cm^3]	épaisseur [cm]
bouclier basse énergie	fibre de carbone composite	C	1.7	1.0
barettes du ToF	scintillateur	CH, C/H=1	1.032	2.0
structure porteuse	nid d'abeille	Al	0.04	14.1

Les sections efficaces inélastiques en fonction l'énergie des graphes conduisent à une atténuation des spectres d'antihélium *fig. 3.36* et d'hélium. Il faut noter que les formules utilisées tiennent compte de la fragmentation de ^{4}He en ^{3}He qui est encore considéré comme de l'hélium. Le coefficient d'atténuation de l'hélium a la valeur constante de 92% dans ce domaine de rigidité. Ainsi, le spectre $\overline{\text{He}}$/He est corrigé. Les formules empiriques de section efficace sont estimées avec une erreur de l'ordre de 30%.

Cette correction n'est pas très importante, globalement de l'ordre de 2.1%, mais il est pourtant nécessaire de l'estimer puisqu'elle est de nature à déteriorer la limite à la présence d'antihélium. Et au delà d'une rigidité de quelques GV/c, elle demeure constante.

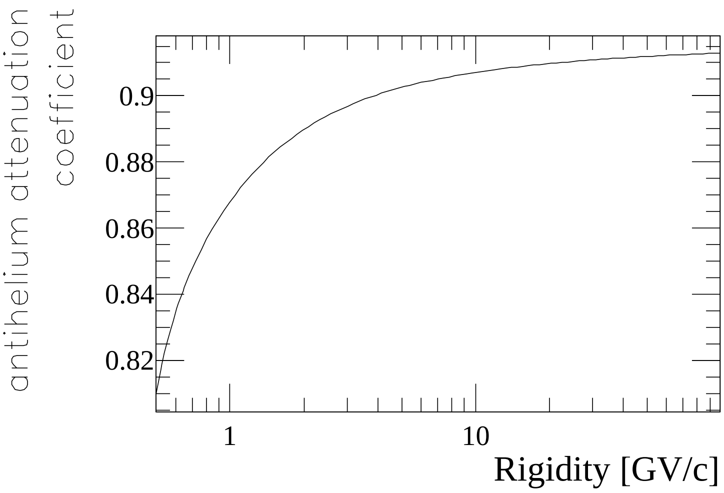


FIG. 3.36 – Coefficient d'atténuation du flux d'antihélium en fonction de la rigidité.

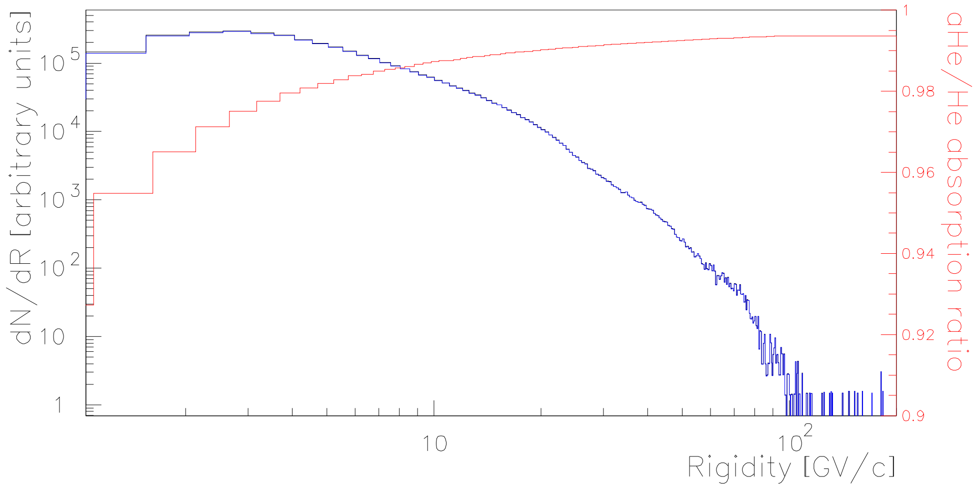


FIG. 3.37 – Le spectre en rigidité avant (en noir) et après (en bleu) avoir appliqué la correction pour tenir compte de la différence des coefficients d'absorption des ions d'hélium et d'antihélium en fonction de la rigidité. En rouge, la correction appliquée : le rapport des coefficients d'absorption de l'hélium et de l'antihélium.

3. Le temps mort du détecteur
En certains lieux, ainsi en est-il des pôles et l'Atlantique Sud, le flux de rayons cosmiques augmente considérablement, il s'agit de zones d'accumulation où la plupart des particules détectées sont des particules de basse énergie piégées dans le champ magnétique terrestre : la taux de déclenchement de premier niveau de AMS-01 atteint alors plusieurs kHz. Seule une fraction de ces particules feront l'objet d'une acquisition et il s'ensuit une altération de la forme du spectre mesuré. Donc le temps mort du détecteur est corrélé aux rigidités mesurées et pour effectuer la correction il suffit de connaître le temps mort en fonction de la rigidité, cela est montré *fig. 3.38*. La correction est immédiate et doit être appliquée dans une étude spectrale, néanmoins pour la recherche d'une limite (en fonction d'un domaine de rigidité), cette correction ne doit pas être appliquée (contrairement à l'effet d'absorption dont il faut impérativement tenir compte) car seules les particules **mesurées** sont à prendre en considération : il ne s'agit pas simplement d'être conservatif (le temp mort est responsable d'une diminution de l'échantillon), mais de ne pas altérer la répartition des événements mesurés (le spectre mesuré) qui tiendrait compte du temps mort.

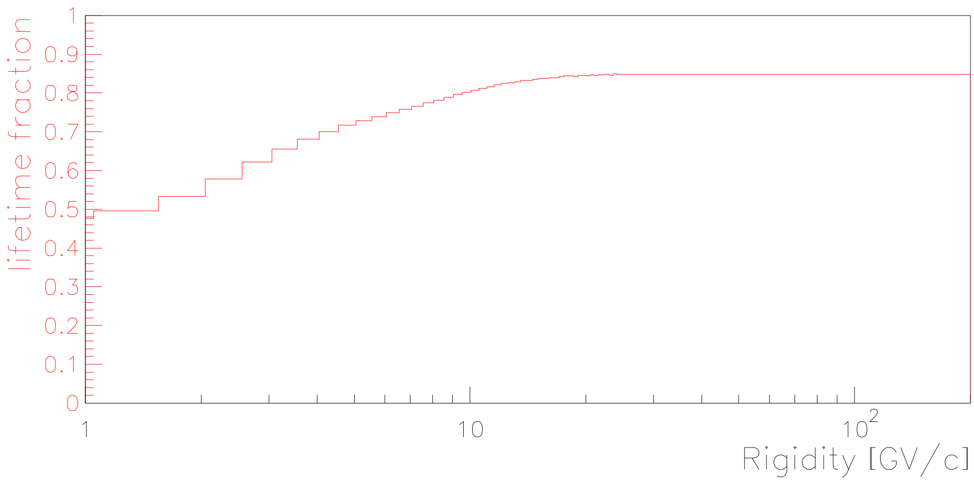


FIG. 3.38 – Fraction de temps de vie du système de déclenchement en fonction de la rigidité.

Ces corrections mènent à la limite supérieure suivante :

$$\frac{N_{\overline{\mathrm{He}}}}{N_{\mathrm{He}}} = 3.0 / \int \frac{\partial N}{\partial R} r^{\mathrm{abs}}(R) dR < 1.14 \cdot 10^{-6} \quad \text{à 95\% de confiance (95\% C.L.),}$$

où $r^{\mathrm{abs}}(R) = \epsilon_{\overline{\mathrm{He}}}(R)/\epsilon_{\mathrm{He}}(R)$ avec respectivement $\epsilon_{\overline{\mathrm{He}}}(R)$ et $\epsilon_{\mathrm{He}}(R)$, les coefficients d'absorption de l'antihelium et de l'hélium par les matériaux du détecteur. Le calcul de cette limite supérieure est basée sur la statistique de Poisson de densité de probabilité $f(r, \mu) = \mu^r \exp(-\mu)/r!$, qui est la probabilité d'observer r événements dans un intervalle dans lequel les événements se produisent au taux moyen μ. Définir la limite supérieure avec un coefficient de confiance de 95% de notre analyse avec zéro événement observé revient à calculer le taux moyen supérieur N tel que si zéro événement est observé, on peut parier que le taux moyen est inférieur à N avec 95% de chance.

3.4.3 Discussion des limites

La signification d'une limite supérieure à la présence d'antihélium est d'un intérêt limité : son histoire de propagation serait fort différente de celle d'un ion d'hélium. Dans le cas d'un univers symétrique, où l'on suppose que l'origine de l'antiion est dans un environnement similaire au nôtre, le ion devrait d'abord le quitter, ce qui dépend en général de la rigidité dans le cadre de divers modèles galactiques : le champ magnétique galactique a une tendance à confiner les particules en son sein, puis échapper à l'essaim galactique auquel il appartient, la présence d'un champ magnétique à cette échelle préviendrait la possibilité de s'en échapper jusqu'à de très hautes rigidités, ensuite voyager dans le milieu intersidéral pour alors pénétrer notre essaim galactique et finalement notre galaxie : la possible existence d'un vent galactique est aussi de nature à atténuer son flux. Néanmoins, ce sont là des suppositions. La nature de la structure d'antimatière dont pourrait provenir un tel ion n'est pas nécessairement celle à laquelle il a été fait allusion. Dans tous les cas, pour pouvoir confronter une limite à un modèle, la fonction d'efficacité (fournie précédemment) et le spectre obtenus lors du vol AMS-01 sont nécessaires et suffisants. Elles permettent en particulier de calculer la limite conservative en fonction de la rigidité maximale considérée, illustrée sur la *fig. 3.39*. La limite supérieure est donc le reflet d'une interprétation qui dépend d'un modèle précis (le spectre d'antihélium est de la même forme que le spectre d'hélium) ou d'un constat : nous observons un certain nombre de ions d'hélium et aucun candidat à l'antihélium au niveau du détecteur (sans supposition sur la forme du spectre d'antihélium).

La limite conservative est calculée en pondérant la statistique par la pire efficacité sur le domaine considéré.

Les résultats de la publication “officielle” [121] peuvent être comparés à ceux obtenus ici : la statistique finale est légèrement supérieure, 2'860'000 ions subsistent dans l'échantillon final, mais la fonction d'efficacité n'est pas fournie (ce qui empêche de calculer une limite conservative dans un domaine de rigidité donné).

Une remarque à propos des limites conservatives, afin de lever un peu de la confusion ambiante, me semble-t-il : étant donné un intervalle de rigidité fixé inclu dans le domaine de détection, la limite conservative sur cet intervalle est la pire limite qui serait obtenue si tous les antiions s'accumulaient à la rigidité de plus basse efficacité de cet intervalle. C'est donc une limite indépendante du spectre d'antihélium **restreint sur cet intervalle** et non une limite **indépendante d'un modèle particulier**. Des expériences fournissent quelquefois des limites dites semi-conservatives : l'efficacité moyenne sert à pondérer la statistique. Une possible coupure ou atténuation à basse énergie sont probables, au vu de la différence des histoires de propagation de ions de matière et de ions d'antimatière : une limite qui tient compte de cela peut être calculée si on connaît la fonction d'efficacité, la *fig. 3.39* montre cela également, pour des coupures à basse rigidité de 2 et 4 GV/c, comme le suggère [114].

La *fig. 3.40* présente la modification de la forme du spectre selon [114] : le grammage traversé par un ion d'antihélium étant compris entre 10 et 30 g/cm^2 (le grammage traversé par les rayons cosmiques dans la galaxie est estimé à environ 10 g/cm^2 à 1 GeV) et donc son spectre primaire serait amorti à basse rigidité plus que ne l'est le spectre d'hélium.

Une remarque supplémentaire s'impose : l'échantillon d'hélium collecté avec AMS-01 est contaminé par l'espèce ^{3}He, majoritaire à basse latitude géomagnétique à des énergies en deça de la coupure géomagnétique, probablement dû à un effet de spallation de ^{4}He lors de son interaction avec l'atmosphère [116], cela est aussi de nature à dégrader la capacité de détection. Un travail quantitatif serait nécessaire pour calculer une nouvelle limite qui prendrait à son compte cette dépendance. Le vent solaire jouerait également un rôle de nature à déteriorer la capacité de détection.

AMS-01, au-dessus d'une rigidité 16 GV/c, exhibe des limites avec un gain de plusieurs ordres de sensibilité. Les deux tables ci-dessous illustrent les diverses limites et leur domaine de validité (entre 1 et 100 GV/c) en rigidité atteintes par de précédentes expériences pour l'hélium et pour les ions plus lourds, ces limites sont calculées d'une façon semi-conservative (réf. [101] et [106]) ou conservative (réf. [107]).

Référence	Domaine de rigidité GV/c	$\overline{\mathrm{He}}$/He, 95% *C.L.*
[101]	$4 - 33$	$5 \cdot 10^{-4}$
[101]	$33 - 100$	$2 \cdot 10^{-2}$
[106]	$1 - 25$	$9 \cdot 10^{-5}$
[107]	$1 - 16$	$3.1 \cdot 10^{-6}$

Le détecteur AMS-01 lors du vol STS-91 a donc permis une amélioration des limites à la présence

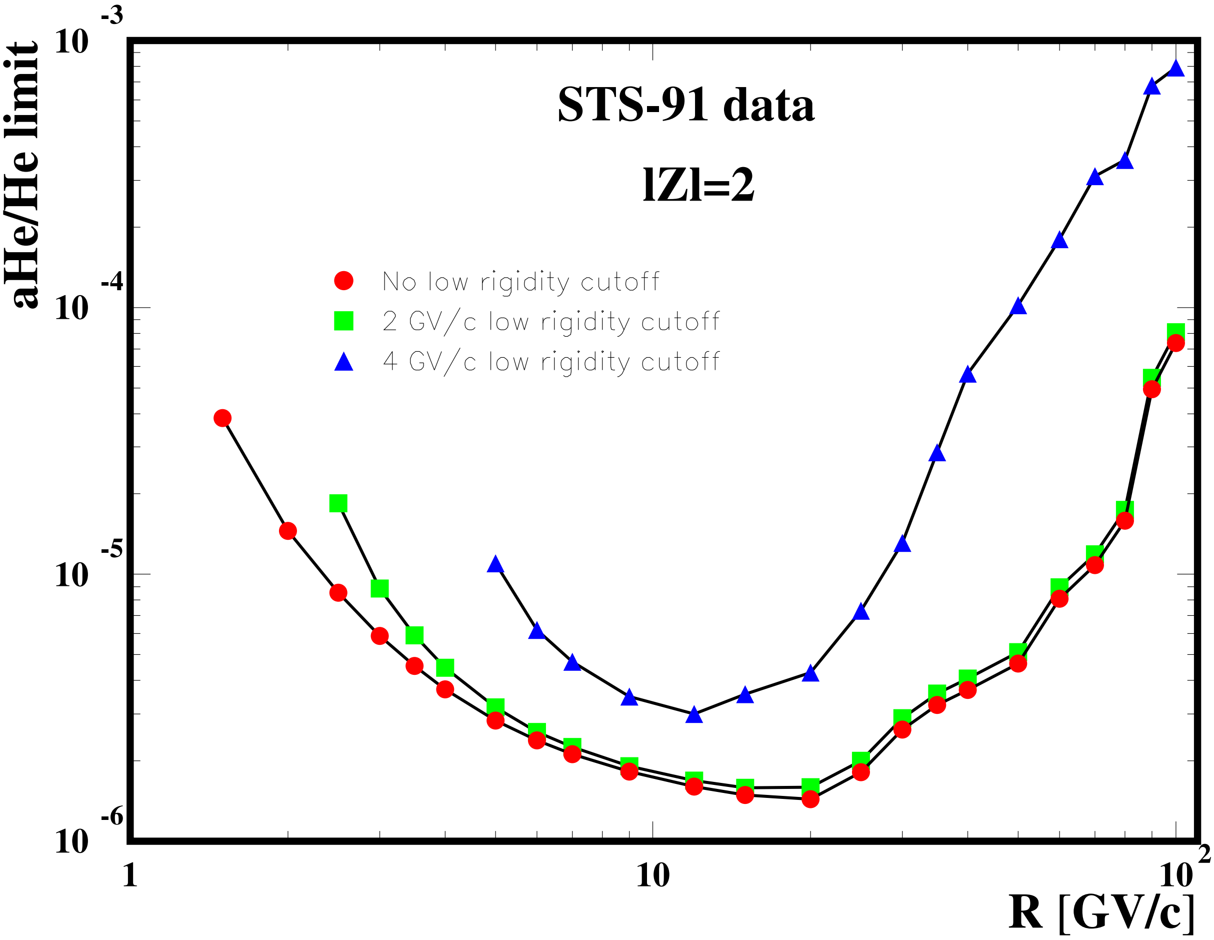


FIG. 3.39 – Limite conservative en fonction de la rigidité maximale. Les courbes rouge et verte tiennent compte d'une possible coupure à basse rigidité pour l'antihélium (voir texte).

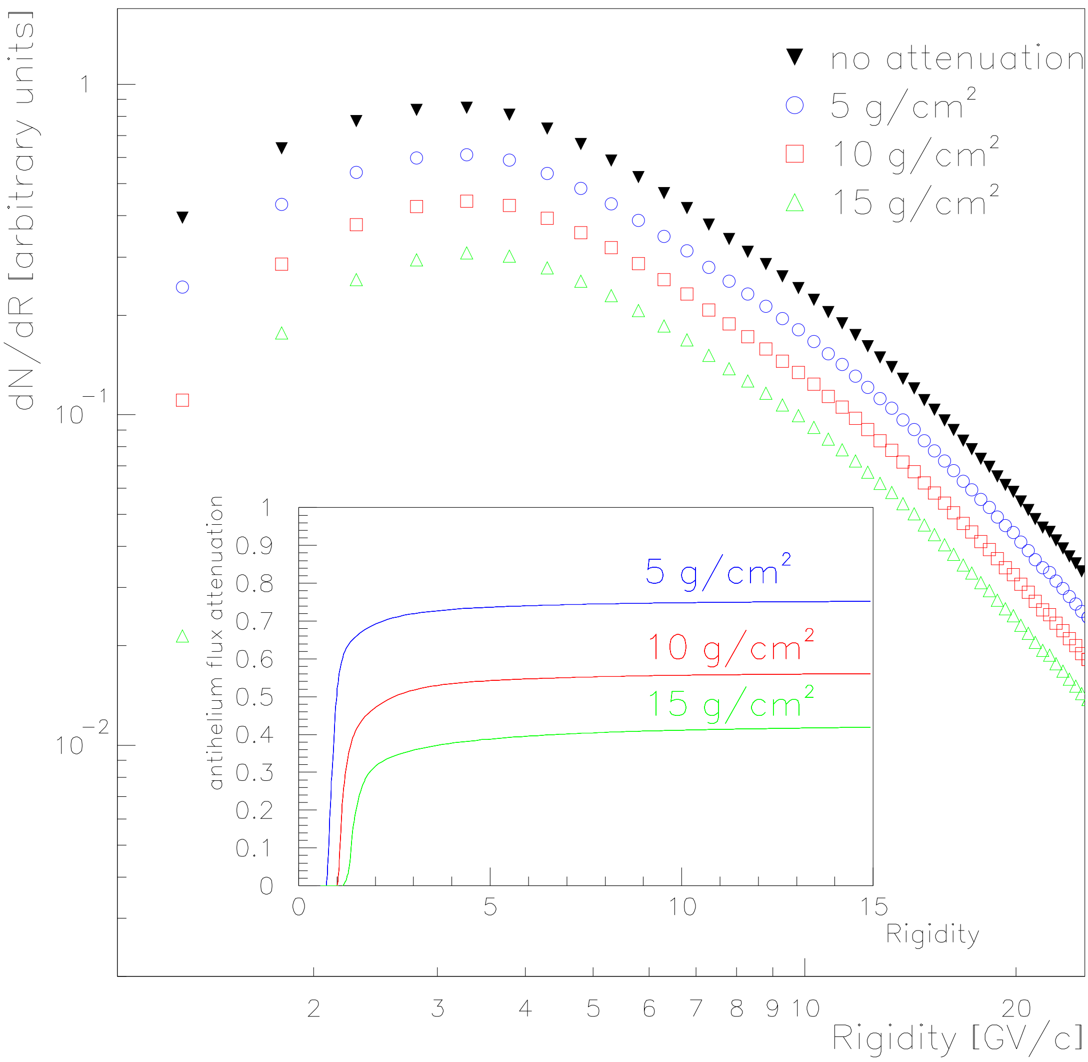


FIG. 3.40 – En supposant le spectre de l'antihélium dans sa galaxie mère de la même forme que le spectre d'hélium : en-deçà d'une certaine rigidité, ils sont totalement attenués après avoir traversé divers grammage.

d'antimatière dans le domaine de rigidité qui s'étend jusqu'à plus de 100 GV/c, ainsi que la *fig. 3.41* l'illustre [101, 106, 107, 103, 104, 105, 102]. En particulier, au-dessus de 16 GV/c, la sensibilité de l'expérience a permis un gain de plusieurs ordres de grandeur sur ces limites. Les nouvelles limites obtenues grâce à AMS-01 quant à elles démontrent principalement le potentiel d'une telle expérience.

Ces limites méritent quelques commentaires car elles n'ont pas toutes été calculées exactement de la même façon et il n'est pas aisé de les comparer strictement : prenons comme exemple les limites de la collaboration BESS (les trois limites $N_{\overline{\mathrm{He}}}/N_{\mathrm{He}} < 10^{-5}$ excepté celle fournie par la collaboration AMS) : il s'agit de limites conservatives dans des domaines de rigidité qui s'étendent approximativement de 1 GV/c à 16 GV/c. Néanmoins l'efficacité des coupures sur cet intervalle ne varie par notablement et la différence qui existe entre une limite supérieure et une limite conservative n'est pas significative. La limite fournie par la collaboration AMS est quant à elle une limite supérieure : en effet, le domaine de rigidité très étendu qui est couvert voit l'efficacité des coupures varier de plusieurs ordres de grandeurs, il est donc justifié de fournir une limite supérieure. Une réflexion à ce sujet achèverait de convaincre le lecteur qu'il n'y a pas une bonne manière de comparer des limites.

3.4.4 Conclusions

Ce qui ressort de cette analyse sont les nouvelles perspectives ouvertes par l'expérience AMS-02, où même en introduisant une coupure à basse rigidité, afin de tenir compte de possibles atténuations du spectre dans ce domaine (vent galactique ; grammage :collisions élastiques, spallation, anihilation ; champ magnétique, ...) il sera possible d'établir des limites contraignantes pour les modèles d'univers avec antimatière (symétrique ou non totalement asymétrique). De plus, les capacités accrues de AMS-02 augmenteront l'efficacité des coupures dans une très large mesure (nouveaux sous-détecteurs : meilleure identification de la charge, large acceptance : la qualité d'une trace sera d'avoir 5 impacts successifs au minimum, champ magnétique renforcé : élargissement du domaine de rigidité couvert). Les données collectées durant la mission STS-91 par le détecteur a d'ores et déjà permis de s'approcher de la limite du flux d'antihélium attendu tel qu'il est calculé dans [25], dans le cadre du modèle de la boîte fuyante, en incluant un vent galactique et la distribution des essaims galactiques dans notre voisinage.

Plusieurs cas de figure se présenteront alors

- la découverte d'antihélium : peut-on alors conclure qu'il existe de l'antimatière primordiale ou plus audacieusement que l'univers est symétrique à grande échelle ou plus modestement qu'il n'est pas totalement asymétrique ? La réponse n'est pas évidente ainsi que nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction.
- la découverte d'antiions de charge $Z > 2$: la production secondaire est fort peu probable et seul des objets de structures à grande échelle sont à même de les produire : un univers symétrique serait alors favorisé.
- l'antimatière n'est pas découverte : parce qu'il n'y en a pas ou parce que la sensibilité est insuffisante ou parce que la propagation des rayons cosmiques au delà de leur essaim local est (fortement) supprimée ?

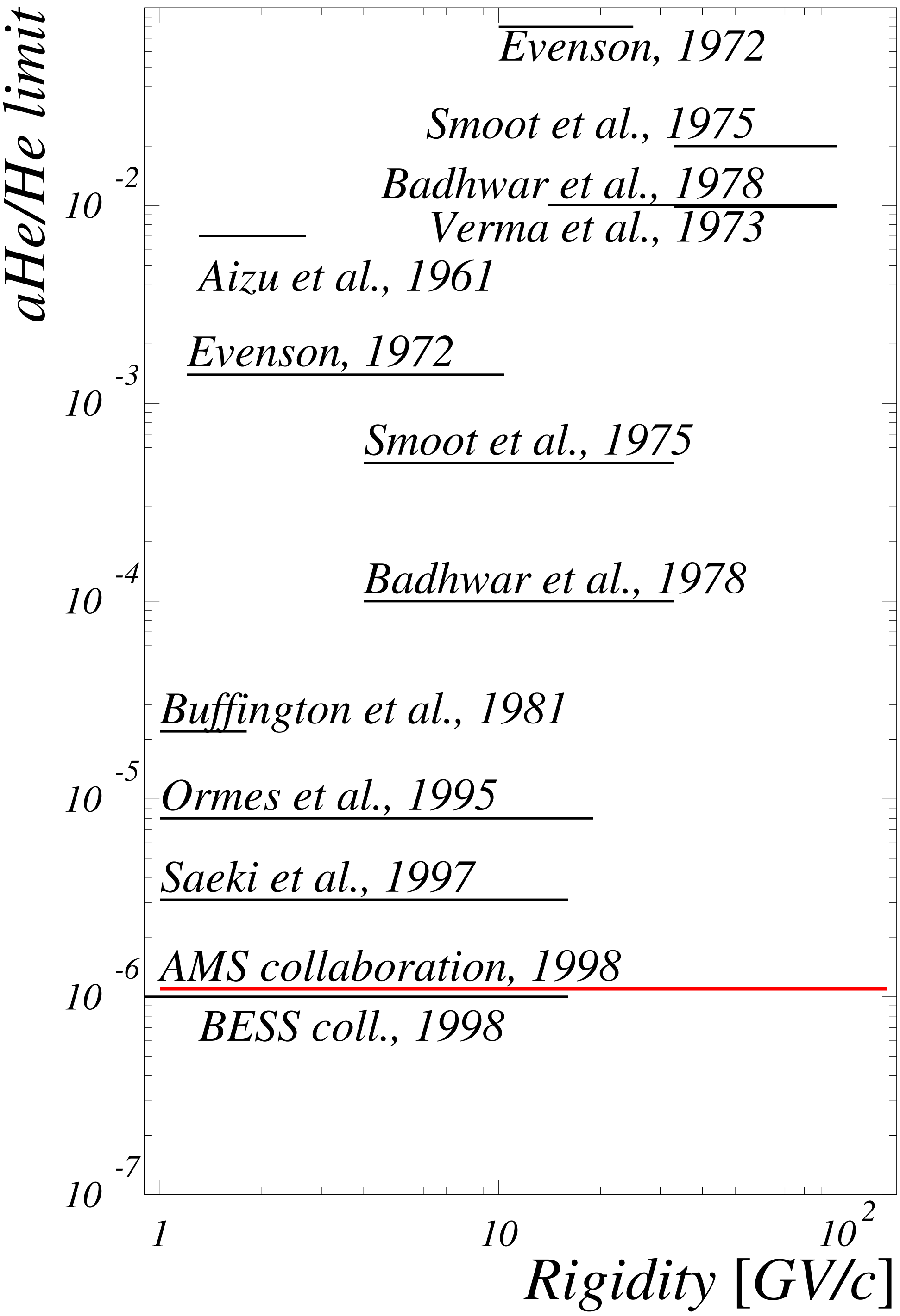


FIG. 3.41 – Limites (voir texte) à la présence d'antihélium obtenues par diverses expériences. Les lignes horizontales montrent les intervalles en rigidité d'accumulation de la statistique.

Conclusions

AMS-01 à bord de la navette spatiale

Les résultats prometteurs obtenus durant le vol de qualification STS-91 avec le détecteur AMS-01 catalysent la naissance actuelle d'un nouveau détecteur, AMS-02. La mise en évidence d'une grande proportion de ^{3}He, en particulier aux latitudes équatoriales [116], les mesures précises des spectres secondaires des électrons et des positons [122], en particulier la dominance aux latitudes équatoriales des positons, le flux secondaire substantiel des protons aux latitudes équatoriales [118] : ces anomalies seraient dues à leur interaction avec l'atmosphère qui prendraient place en des lieux confinés.

AMS-02 sur la station spatiale internationale

Par rapport à son prédécesseur, AMS-01, le concept reste inchangé mais de nombreuses améliorations sont prévues, afin d'étendre le domaine d'étude à de plus hautes rigidités, afin d'augmenter le pouvoir d'identification des particules, en particulier les ions jusqu'à $Z \sim 26$, ceci grâce à l'addition d'un détecteur à imagerie Čerenkov, d'un détecteur à transition de radiation (séparation p-e) et d'un calorimètre électromagnétique(mesure précise de E_γ et de $E_{\rm e}$).

Les isotopes, la sensibilité à l'antimatière, la séparation p-e$^+$et $\bar{\rm p}$-e$^-$et donc les sujets liés à la propagation (le modèle galactique, à la baryogénèse, à la matière obscure (par les signatures) seront traités efficacement.

AMS sans nul doute est appelée à jouer un rôle important dans l'aventure cosmique qui a déjà commencée et qui s'accélére. Cela permettra non seulement parfaire notre connaisance d'une façon “prévisible”, mais pourrait aussi aboutir à des découvertes inattendues.

Bibliographie

[1] P. J. E. Peebles, “Principles of Physical Cosmology”, Princeton University Press 1993 ;

[2] E. Elbaz, “Introduction à la cosmologie”, ed. ellipse 1992 ;

[3] M. Roos, “Introduction to Cosmology”, Wiley, 1995 ;

[4] M. Rowan-Robinson, “Cosmology”, Clarendon Press 1996, 3e édition ;

[5] E. W. Kolb and M. S. Turner, ”The Early Universe”, Frontiers in Physics 1990 ;
et son complément d'articles “The Early Universe : Reprints”, Frontiers in Physics 1988 éd. 1988 ;

[6] J. Bernstein, “An Introduction to Cosmology”, Prentice-Hall, Inc. 1995 ;

[7] P. D. B. Collins, A. D. Martin and E. J. Squires, “Particle Physics and Cosmology”, Wiley 1989 ;

[8] L. Bergström and A. Goobar, “Cosmology and Particle Astrophysics”, Wiley ;

[9] A. A. Penzias and R. W. Wilson, *Astrophys. J.* **142** (1965) 419;
R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. J. Roll and D. T. Wilkinson, *Astrophys. J.* **142** (1965) 414;

[10] E. Hubble, *Proc. Nat. Acad.* **15** (1929) 168;

[11] S. Perlmutter *et al.*, *Astrophys. J.* **517** (1999) 565;

[12] A. G. Riess *et al.*, *Astron. J.* **116** (1998) 1009;

[13] G. Gamov, *Phys. Rev.* **70** (1946) 527;

[14] P. Molaro, P. Bonifacio, M. Centurion and G. Vladilo, *Astron. Astrophys.* **349** (1999) L13;

[15] Particle Data Group, Review of Particle Physics, *Eur. Phys. J.* **C3** (1998) 119;

[16] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138;

[17] A. D. Dolgov, “The problem of vacuum energy and cosmology”, astro-ph/9708045 ;

[18] A. D. Dolgov, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 5881;

[19] L. Abbott, “The Mystery of the Cosmological Constant”, *Scientific American*, mai 1998 ;

[20] A. D. Dolgov, *Phys. Reports* **222** (1992) 309;

[21] P. de Bernardis *et al.*, Nature **404** (2000) 955 ; A. Melchiorri *et al.*, Astrophys. J. **536** (2000) L63 ;

[22] M. Halpern and D. Scott, astro-ph/9904188 ;

[23] Z. Fodor, “Lattice results on the electroweak phase transition in the SM and MSSM”, séminaire de phys. th. du CERN, déc. 1999 ;
F. Csikor, Z. Fodor and J. Heitger, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **B73** (1999) 659;

[24] S. G. Rubin, M. Y. Khlopov and A. S. Sakharov, *Grav. Cosmol.* **5** (1999) 245;

[25] Proposal for “Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) for Extraterrestrial Study of Antimatter, Matter and Missing Matter on the International Space Station Alpha”, déc. 1994 ;

[26] P. Le Coultre, séminaire de phys. corpusculaire de l'université de Genève, “Cosmics with L3, The L3+C experiment”, le 19 mai 1999 ;

[27] T. Shibata, “Cosmic-ray spectrum and composition : Direct observation”, *Nuovo Cim.* **C19** (1996) 713;
Committee on Cosmic-Ray Physics, “Opportunities in Cosmic-Ray Physics and Astrophysics”, National Academy Press, Washington, D.C. 1995 ;

[28] D. Müller, S. P. Swordy, P. Meyer, J. L'Heureux and J. M. Grunsfeld, *Astrophys. J.* **374** (1991) 356; Y. Takahashi, *Nucl. Phys.* **60B** (1998) 83;

[29] G. Barbiellini *et al.* [WIZARD Collaboration], "The Cosmic ray positron to electron ratio in the energy range 0.85-GeV to 14-GeV", INFN/AE-96-02 ;
R. L. Golden *et al.* [WIZARD Collaboration], "Measurement of the Positron to Electron Ratio in the Cosmic Rays above 5 GeV", INFN/AE-95-22 ;

[30] C. Pfeifer, S. Roesler and M. Simon, *Phys. Rev.* **54C** (1996) 882;
M. Hof *et al.*, *Astrophys. J.* **467** (1996) L33;

[31] R. Jackiw and C. Rebbi, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 172;

[32] G. 't Hooft, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 8;

[33] N.S. Manton, *Phys. Rev.* **D28** (1983) 2019;

[34] F.R. Klinkhamer and N.S. Manton, *Phys. Rev.* **30** (1984) 2212;

[35] A. D. Sakharov, *JETP Lett.* **5** (1967) 24;

[36] G. Gamov, *Phys. Rev.* **73** (1948) 803;

[37] B. D. Fields and K. A. Olive, "The Galactic Evolution of Beryllium and Boron", astro-ph/9903367 ;
K. A. Olive and B. D. Fields, "LiBeB and Big Bang Nucleosynthesis", astro-ph/9902297 ;

[38] K. A. Olive, G. Steigman and T. P. Walker, "Primordial Nucleosynthesis : Theory and Observations", astro-ph/9905320 ;

[39] A. D. Dolgov, "Cosmology : Theory and Observations", hep-ph/9801267 ;

[40] A. E. Nelson, D. B. Kaplan and A. G. Cohen, *Nucl. Phys.* **373B** (1992) 453;

[41] V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, *Phys. Lett.* **155B** (1985) 36;

[42] M. E. Shaposhnikov, *Contemp. Phys.* **39** (1998) 177;

[43] A. E. Nelson, D. B. Kaplan and A. G. Cohen, *Phys. Lett.* **245B** (1990) 561;

[44] A. E. Nelson, D. B. Kaplan and A. G. Cohen, *Nucl. Phys.* **349B** (1991) 727;

[45] M. Dine, P. Huet, R. Singleton and L. Susskind, *Phys. Lett.* **257B** (1991) 351;

[46] A. G. Cohen and A. E. Nelson,*Phys. Lett.* **297B** (1992) 111;

[47] P. Huet and A. E. Nelson, *Phys. Rev.* **53D** (1996) 4578;

[48] K. Funakubo, A. Kakuto, S. Otsuki and F. Toyoda, "CP Violating Bubble Wall and Electroweak Baryogenesis", hep-ph/9704359 ;

[49] J. M. Cline, "Recent Progress in Electroweak Baryogenesis", hep-ph/9902328 ;

[50] J. M. Cline and P. A. Lemieux, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 3873;

[51] J. M. Cline and G. D. Moore, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 3315;

[52] A. Riotto and M. Trodden, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49** (1999) 35 ;

[53] R. Brandenberger, A. Davis, T. Prokopec and M. Trodden, *Phys. Rev.* **D53** (1996) 4257;

[54] T. Prokopec, "Is Electroweak Baryogenesis Classical ?", hep-ph/9506336 ;

[55] D. Toussaint, S. B. Treiman, F. Wilczek and A. Zee, *Phys. Rev.* **D19** (1979) 1036;
D. Toussaint and F. Wilczek, *Phys. Lett.* **81B** (1979) 238;
S. M. Barr, *Phys. Rev.* **D19** (1979) 3803;

[56] M.S. Turner, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **B59** (1997) 239;

[57] E. W. Kolb, M. S. Turner, "Grand Unified Theories and the Origin of the Baryon Asymmetry", *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33** (1983) 645;

[58] G. Steigman, "Observational Tests Of Antimatter Cosmologies", *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **14** (1976) 339;

[59] A. D. Dolgov, "Baryogenesis, 30 years after", hep-ph/9707419 ;

[60] A. D. Dolgov, "Antimatter in different baryogenesis scenarios", hep-ph/9605280 ;

[61] M. Dine, "Baryogenesis : Electroweak and otherwise", *In *Boulder 1994, Proceedings, CP violation and the limits of the standard model* 507-548, and Calif. U. Santa Cruz - SCIPP-94-025 (94/08,rec.Nov.) 42 p* ;

[62] A. G. Cohen and D.B. Kaplan, *Phys. Lett.* **199B** (1987) 251;
A. G. Cohen and D.B. Kaplan, *Nucl. Phys.* **308B** (1988) 913;

[63] I. Affleck and M. Dine, *Nucl. Phys.* **B249** (1985) 361;

[64] A. D. Linde, *Phys. Lett.* **160B** (1985) 243;

[65] A. D. Dolgov and D. P. Kirilova, *Yad. Fiz.* **50** (1989) 1621;

[66] A. D. Dolgov and D. P. Kirilova, *J. Moscow Phys. Soc.* **1** (1991) 217;

[67] M. Dine, L. Randall and S. Thomas, *Nucl. Phys.* **458B** (1996) 291;

[68] S. Donelson and L. M. Widrow, *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 340;
S. Donelson and L. M. Widrow, *Phys. Rev.* **D42** (1990) 326;
S. Donelson and L. M. Widrow, *Mod. Phys. Lett.* **A5** (1990) 1623;

[69] J. D. Barrow, E. J. Copeland, E. W. Kolb and A. R. Liddle, *Phys. Rev.* **D43** (1991) 984;

[70] S. P. Ahlen, P. B. Price, M. H. Salamon and G. Tarlé, *Astrophys. J.* **260** (1982) 20;

[71] A. G. Cohen, A. De Rújula and S. L. Glashow, *Astrophys. J.* **495** (1998) 539;

[72] A. G. Cohen and A. De Rujula, "Scars on the CBR ?", astro-ph/9709132 ;

[73] R. Sreekumar, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 127;

[74] A. M. Atoyan and H. J. Völk, "Implications of a Nonthermal Origin of the Excess EUV Emission from the Coma Cluster of Galaxies", astro-ph/9912557 ;

[75] P. Blasi and S. Colafrancesco, *Astropart. Phys.* **12** (1999) 169;

[76] T. A. Ensslin, P. L. Biermann, P. P. Kronberg and X. Wu, Astrophys. J. **477** (1997) 560 ; P. P. Kronberg, Rept. Prog. Phys. **57** (1994) 325 ; P. P. Kronberg, Space Sci. Rev. **75** (1996) 387 ;

[77] T. K. Gaisser, "Cosmic Rays and Particle Physics", Cambridge University Press 1990 ;

[78] G. Pelletier, "L'accélération des astroparticules", Cours de 3e cycle, semestre d'été 1999, Lausanne ;

[79] C. J. Cesarsky, "Cosmic Ray Propagation in the Interstellar Medium", Proc. 20th International Cosmic Ray Conference (ICRC '87), Moscow, **8** (87) 87 ;

[80] C. J. Cesarsky, *Ann. Rev. Astrophys.* **18** (1980) 289;

[81] R. Blandford and D. Eichler, *Phys. Rev.* **154** (1987) 1;

[82] L. Bergström, J. Edsjö and P. Ullio, *Astrophys. J.* **526** (1999) 215;

[83] A. W. Strong and I. V. Moskalenko, *Astrophys. J.* **509** (1998) 212;

[84] R. Hagedorn, Cargese Lectures in Physics 6(73)643 ; P. Chardonnet, J. Orloff and P. Salati, *Phys. Lett.* **B409** (1997) 313;

[85] G. Batignani *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A277** (1989) 147;

[86] J. A. Simpson and J. J. Connell, *Astrophys. J.* **497** (1998) L85;

[87] W. R. Webber and A. Soutoul, *Astrophys. J.* **506** (1998) 335;

[88] P. Azzarello, travail de diplôme, université de Genève, décembre 1998, "Study of AMS Silicon Microstrip Dectectors under various Environmental Conditions" ;

[89] M. Ribordy, rapport interne DPNC, Université de Genève, "Exposition aux radiations de l'ADC CLC949", juin 1996 ;

[90] M. Ribordy, rapport interne DPNC, Université de Genève, "AMS Geneva Memo : The PC card based test system for AMS-ladder qualification", avril 1997 ;
Groupe électronique du DPNC, Université de Genève, projet DPNC760 ;
http ://dpnc.unige.ch/ams/ribordy/pcdoc/welcome.shtml ;

[91] B. Alpat *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res* **A439** (2000) 53 ;

[92] O. Toker *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A340** (1994) 572;

[93] N. Produit and G. Ambrosi, rapport interne DPNC, Université de Genève, “mémo : noise and shaping time conderations”, déc. 1996 ;
N. Nygard *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A301** (1991) 506;

[94] Particle Data Group, Review of Particle Physics, *Eur. Phys. J.* **C3** (1998) 157;

[95] A. Adam *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A344** (1994) 521;

[96] G. Hall, *Rep. Prog. Phys.* **57** (1994) 481;

[97] J. B. A. England *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A185** (1981) 43;

[98] P. Holl *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **36** (1989) 251;
P. Holl *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A257** (1987) 587;

[99] M. Ribordy, rapport interne DPNC, Université de Genève, “programme de réduction des données TDR AMS-01”, 1998 ;
http ://ams.cern.ch/AMS/Dataformats et
http ://dpnc.unige.ch/ams/ribordy/dsp/DAQ_standalone_dataformat.html pour une description du format des données de AMS-01 ;
http ://dpnc.unige.ch/ams/ribordy/dsp/welcome.shtml pour la description “en ligne” des détails du programme de réduction de données du trajectographe de AMS-01 ;

[100] R. Turchetta, *Nucl. Instr. Meth.* **A335** (1993) 44;

[101] G. F. Smoot *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 258;

[102] G. Steigman *et al.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **14** (1976) 339;

[103] G. Badhwar *et al.*, *Nature* **274** (1978) 137;

[104] A. Buffington *et al.*, *Astrophys. J.* **248** (1981) 1179;

[105] J. F. Ormes *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **482** (1997) L187;

[106] R. L. Golden *et al.*, *Astrophys. J.* **479** (1997) 992;

[107] T. Saeki *et al.*, *Phys. Lett.* **B422** (1998) 319;

[108] G. M. Viertel and M. Capell, *Nucl. Instr. Meth.* **419A** (1998) 295;

[109] A. Kondor, *Nucl. Instr. Meth.* **216** (1983) 177;

[110] R. Frühwirth, *Nucl. Instr. Meth.* **A262** (1987) 444;

[111] J. C. Hart and D. H. Saxon, *Nucl. Instr. Meth.* **220** (1984) 309;

[112] R. Ostonen, M. Sarakinos and I. Laitinen, “Delta ray effects in the antimatter spectrometer (AMS)”, HU-SEFT-R-1996-01 ;

[113] S. R. Hou *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A418** (1998) 145;

[114] A. Codino and M. Lanfranchi, “Antihelium flux attenuation from the intergalactic space to the solar cavity”, INFN/AE-97-53P, *Prepared for 25th International Cosmic Ray Conference (ICRC '97), Durban, South Africa, 28 Jul - 8 Aug 1997*;
A. Codino and M. Lanfranchi, “Antihelium flux attenuation from the intergalactic space to the solar cavity”, INFN/AE-96-42 ;

[115] A.A. Moiseev and J.F. Ormes, *Astropart. Phys.* **6** (1997) 379;

[116] L. Derome, M. Buenerd, A. Barrau, A. Bouchet, A. Menchaca-Rocha and T. Thuillier, “Origin of the high energy proton component below the geomagnetic cutoff in near earth orbit”, astro-ph/0006160, soumis à Phys.Lett.B ;

[117] J. Alcaraz *et al.*, *Nuovo Cim.* **112A** (1999) 1325;

[118] J. Alcaraz *et al.* [AMS Collaboration], *Phys. Lett.* **B472** (1900) 215;

[119] S. R. Hou *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A435** (1999) 169;

[120] B. Alpat *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A446** (2000) 522 ;

[121] J. Alcaraz *et al.* [AMS Collaboration], *Phys. Lett.* **B461** (1999) 387;

[122] J. Alcaraz *et al.* [AMS Collaboration], Phys. Lett. **B484** (2000) 10 ;