UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT
UFR de PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 7**
**Spécialité : Physique Théorique**

présentée par

**Éric ARMENGAUD**

# Propagation et distribution sur le ciel des rayons cosmiques d'ultra haute énergie

## dans le cadre de l'Observatoire Pierre Auger

Thèse soutenue le 9 mai 2006 devant la commission d'examen composée de :

| | | |
|---|---|---|
| Pierre | BINÉTRUY | Président du jury |
| Guy | PELLETIER | Rapporteur |
| Sylvie | LEES-ROSIER | Rapporteur |
| Angela | OLINTO | Examinateur |
| Günter | SIGL | Examinateur (codirecteur) |
| Cyril | LACHAUD | Directeur |

# Remerciements

Je remercie tout d'abord les courageux lecteurs, s'ils existent, qui se hasarderont à lire quelques parties de cette thèse. Je m'excuse d'ailleurs si certains passages peuvent paraître arides, j'avoue avoir été parfois plus guidé par le désir de synthèse que de pédagogie lors de la rédaction de ce document.

Je me dois en premier lieu de remercier mes deux codirecteurs, Günter et Cyril, dont la complémentarité a été parfaite et m'a permis de tenir l'objectif d'un vrai « 50-50 » entre les deux parties de cette thèse. Je vous remercie de m'avoir aidé et fait confiance dès le début. J'admire toujours, même après trois ans, la rapidité de Günter aussi bien pour gravir une montagne que pour comprendre les tenants et aboutissants de problèmes qui mélangent allègrement divers domaines de la physique et de l'astrophysique. Dans le paysage parfois escarpé que peut constituer une grande collaboration de physiciens, Cyril fut et restera un guide, au sens noble du terme, aux qualités humaines incroyables, alliant le plus grand sérieux à une convivialité hors pair. Encore une fois, merci à vous deux !

Je remercie chaleureusement l'ensemble des personnes avec lesquelles j'ai travaillé, à un moment ou à un autre, pendant un jour, six mois ou trois ans, au cours de ma thèse. Expérimentateurs ou théoriciens, de mon laboratoire, de France ou d'ailleurs, liés ou non à Auger, je vous dois beaucoup.

Je remercie ainsi la famille des physiciens et ingénieurs Auger du Collège : Tristan, Benoît, Gilles, Jacob, Clarisse, Sergueï, Fabrice, Dmitri, Jean-Michel, Gérard, Stéphane, Laurent, Yann, Bernard et Bz, pour tous les conseils apportés, pour le travail fait ensemble (des anisotropies à `CRPropa`), et pour la bonne ambiance perpétuelle qui règne dans ce groupe. Travailler avec vous durant 3 ans aura été une étonnante et merveilleuse expérience humaine, tout autant que professionnelle. Je remercie aussi les physiciens du GreCo qui m'ont permis de rester en contact avec la cosmologie et la physique théorique, et dont les discussions quotidiennes ont toujours été enrichissantes à tous points de vue.

Le travail accompli au sein d'Auger n'aurait pu avoir lieu sans la collaboration et les discussions avec beaucoup de monde. Il est impossible de citer tout le monde, mais je ne peux pas oublier le groupe *Aargh* : Antoine, Olivier, Étienne, Jean-Christophe,... ainsi que Piera bien sûr. Je remercie aussi tous les « jeunes » (mais moins jeunes que moi bien sûr) de la collaboration pour les bons moments passés ensemble, des cuves au QV, ou du CDAS au DG. Je remercie beaucoup Francesco Miniati, avec qui j'ai beaucoup collaboré pour la partie « théorique » de ma thèse, et qui m'a accueilli à Garching et a pris le temps de m'aider à développer l'ancêtre de `CRPropa`.

Je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé au cours de ces 3 années, à l'APC et à l'IAP, pour des tâches administratives, de documentation ou informatiques. Merci à Guillaume et Rodolphe pour les bons moments partagés. Merci à François et Jean-Yves pour m'avoir supporté dans l'entresol de l'IAP et m'avoir prodigué toutes sortes de conseils... Je remercie les directions des deux laboratoires APC et IAP, Daniel Vignaud, Pierre Binétruy, Bernard Fort et Laurent Vigroux de m'avoir accueilli comme un thésard à part entière dans chacune de ces deux institutions.

Merci à tous les membres du jury pour l'intérêt porté à cette thèse, et en particulier à mes deux rapporteurs qui ont accepté de la relire en détail et m'ont aidé à l'améliorer.

Je remercie enfin ma famille et mes amis pour m'avoir soutenu et supporté depuis le début de mes trop longues études, qui prennent enfin officiellement fin maintenant...

# Table des matières

# Introduction

L'existence de particules d'énergie de l'ordre de $10^{20}$ eV fait partie des quelques « mystères » de la physique contemporaine. Ces particules ont été détectées depuis les années 1960 mais ni les nombreux travaux théoriques apportés depuis, ni les données expérimentales parcellaires n'ont jusqu'alors suffi pour apporter des explications convaincantes sur leur existence. L'Observatoire Pierre Auger a été développé afin de fournir des données en qualité et en nombre que l'on espère suffisants afin d'en comprendre l'origine. Une façon naturelle de parvenir à cette fin est d'analyser les directions d'arrivée de ces particules pour permettre l'identification plus ou moins directe de leurs sources. Cette tâche, simple au premier abord, est néanmoins rendue difficile pour deux raisons :

1. expérimentalement, ni la statistique collectée ni la résolution angulaire ne sont excellentes, comparées à l'astronomie « traditionnelle », ce qui rend les cartes du ciel difficiles à interpréter ;
2. les rayons cosmiques sont a priori des particules chargées, et par conséquent les champs magnétiques astrophysiques peuvent générer des déflections importantes et cacher d'éventuelles sources.

Le travail présenté ici va tourner en grande partie autour de ces deux points. L'objectif de cette thèse est de présenter les méthodes d'analyse développées dans le cadre de l'Observatoire Auger afin de détecter d'éventuelles anisotropies des rayons cosmiques à ultra-haute énergie (UHECRs), ainsi que de présenter des modèles théoriques permettant l'interprétation de ces données, et qui prennent en particulier en compte l'influence des champs magnétiques astrophysiques.

Dans cette introduction, nous présentons un panorama succint de la physique des UHECRs « avant Auger », afin de mettre en perspective ces deux sujets.

♠ *Le but ici est plus de présenter très brièvement les UHECRs que de faire une revue exhaustive sur le sujet. De nombreux textes existent déjà pour cela, par exemple [1],[2],... Cette introduction doit permettre au lecteur de suivre les parties à venir. De nombreux autres détails seront approfondis dans leur contexte au fil du document.*

Les rayons cosmiques sont un fond astrophysique non-thermique de particules, a priori chargées, dont les énergies observées s'étendent sur de nombreux ordres de grandeur, allant du MeV à $10^{20}$ eV. Il est remarquable que les plus hautes énergies observées soient supérieures de plusieurs ordres de grandeurs aux énergies accessibles actuellement en accélérateur. À partir d'énergies légèrement supérieures au GeV, le spectre de ces particules suit une loi de puissance à peu près régulière : $\phi(E) = dN/dE \sim E^{-2.7}$.

La Fig. 1 montre une compilation de données diverses reproduisant le spectre mesuré. Le flux aux basses énergies est mesuré par satellites et à l'aide de détecteurs embarqués sur ballons. Aux plus hautes énergies, des détecteurs au sol étudient les cascades de particules secondaires générées dans l'atmosphère par les rayons cosmiques. Nous nous intéressons maintenant essentiellement aux énergies extrêmes, $E \geq 10^{18-19}$ eV. L'unité adaptée d'énergie est 1 EeV $\equiv$ $10^{18}$ eV (notons aussi 1PeV $\equiv$ $10^{15}$ eV et 1 ZeV $\equiv$ $10^{21}$ eV). A partir de ces énergies, le flux devient si faible que même les détecteurs au sol ont du mal à accumuler une statistique suffisante pour mesurer le spectre.

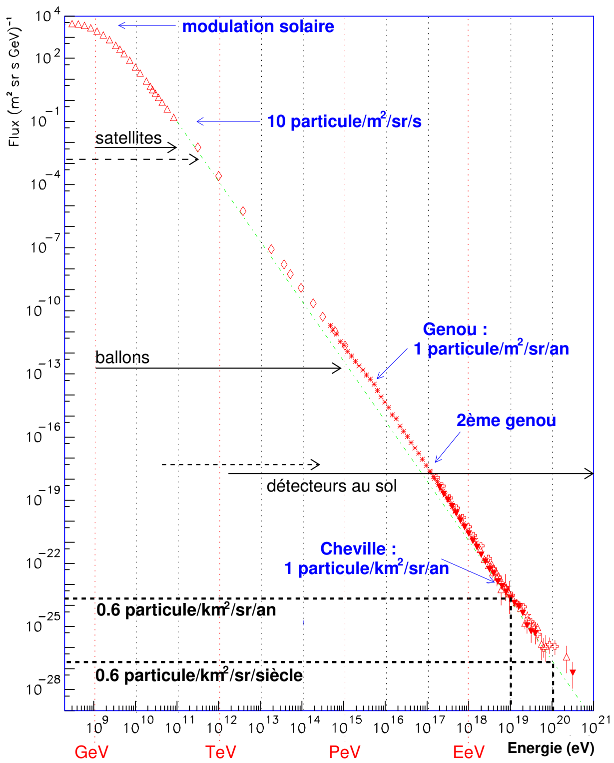



**FIG. 1 :** *Le spectre des rayons cosmiques à toutes les énergies supérieures au GeV.*

### La situation expérimentale avant Auger

Les propriétés des UHECRs sont mesurées indirectement via les cascades ou gerbes de particules qu'ils génèrent dans l'atmosphère (EAS : extensive air showers). Essentiellement deux classes de techniques ont apporté des résultats significatifs :

- On place des détecteurs de particules au sol (scintillateurs, cuves d'eau à effet Čerenkov, détecteurs de muons) sur un réseau régulier. Ceux-ci permettent d'échantillonner la distribution latérale des particules secondaires de la gerbe au niveau du sol.
- À l'aide de télescopes au sol sensibles dans le domaine UV, on mesure la lumière de fluorescence émise par les molécules de diazote excitées par le passage des particules chargées de la cascade. On a ainsi accès à la distribution longitudinale des particules secondaires tout le long de la trajectoire de la cascade dans l'atmosphère.

La première technique a été implémentée sur de nombreuses expériences comme Volcano Ranch, SUGAR, Haverah Park, Yakutsk, AGASA. Elle a pour avantages majeurs une acceptance qui est d'une part facilement contrôlée (car on connaît sans ambiguité la surface couverte par un réseau), et d'autre part importante grâce à un fonctionnement en continu des détecteurs. Par contre, la mesure de l'énergie des UHECRs dépend de modèles hadroniques encore incertains qui doivent prédire la distribution latérale des particules secondaires au sol.

La seconde technique a été implémentée sur Fly's Eye puis son successeur HiRes. La mesure de l'énergie est dite "calorimétrique", c'est-à-dire que le flux de lumière de fluorescence, émise de manière isotrope, permet de mesurer directement l'énergie déposée dans l'atmosphère par la cascade. En cela cette technique est moins dépendante des modèles hadroniques et d'hypothèses sur la composition des UHECRs que la précédente. Néanmoins elle nécessite une bonne maîtrise des propriétés de l'atmosphère (émission de fluorescence et absorption). De plus l'acceptance d'un tel détecteur est non triviale à calculer (il faut savoir jusqu'à quelle distance les télescopes « voient » les cascades), et la prise de données ne peut avoir lieu que pendant les nuits sans nuages et sans lune, c'est-à-dire environ 10% du temps.

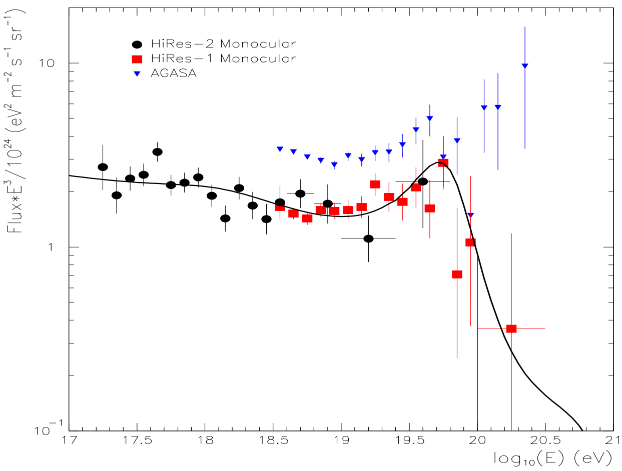



**FIG. 2 :** *Le spectre redressé $E^3\ \phi(E)$ mesuré par HiRes et AGASA, avec un ajustement du spectre HiRes selon un modèle simple incluant l'effet GZK.*

Notons qu'une troisième technique de détection, basée sur l'émission radio des EAS, fait actuellement l'objet d'intéressantes activités de recherche et développement.

♠ *En janvier 2004, la majeure partie des données concernant les UHECRs provenait des expériences AGASA et HiRes. AGASA a fonctionné tout au long des années 90, et HiRes, qui a connu plusieurs upgrades, est resté en opération jusqu'en mars 2006. Pour faciliter la « vue d'ensemble », nous ne discutons pas ici des résultats des autres expériences.*

Les pistes observationnelles déduites de ces expériences peuvent être classées ainsi :

1. La nature des UHECRs reste énigmatique. AGASA comme HiRes ont des données compatibles avec une nature hadronique : des protons ou des noyaux plus lourds. Une valeur limite supérieure sur la fraction de photons d'environ un tiers à 10 EeV a été donnée par AGASA [3]. Une transition d'une composition lourde (type fer) à une composition légère (type protons) a été annoncée entre 1 et 10 EeV, ou bien entre 0.1 et 1 EeV par les détecteurs de fluorescence, mais ce résultat n'est pas forcément fiable à cause des incertitudes systématiques diverses.
2. La forme du spectre des UHECRs est relativement bien déterminée jusqu'à $\sim 10^{19.5}$ eV. Un léger changement de pente, appelé cheville, a lieu entre 5 et 10 EeV. Par contre, AGASA et HiRes n'ont visiblement pas la même calibration en énergie de leurs événements : on a estimé $E_{\mathrm{AGASA}} \sim E_{\mathrm{HiRes}} + 20$ à 30 %. Cela n'est pas étonnant étant données les énormes incertitudes expérimentales. Un tel écart systématique permet d'expliquer le fait que le flux d'UHECRs vu par HiRes apparaît plus faible que celui d'AGASA à toutes les énergies (voir Fig. 2). Aux plus hautes énergies, les incertitudes dues à la faible statistique dominent ; néanmoins l'expérience HiRes semble détecter un effondrement du spectre à environ 100 EeV, contrairement à AGASA. L'existence ou non de cette « coupure » est un enjeu majeur car une telle coupure à cette énergie est prédite dans le cadre de la plupart des modèles d'UHECRs (c'est la fameuse coupure GZK, sur laquelle nous reviendrons).
3. La distribution sur le ciel des directions d'arrivées des UHECRs est la dernière observable cruciale à extraire des données. **Jusqu'à présent, on peut dire que les UHECRs forment un fond diffus qui reste compatible avec l'isotropie.** Il y a néanmoins eu de très nombreuses annonces d'anisotropies faites par les différentes expériences ; toutes demandent à être indépendamment confirmées. En particulier, AGASA a publié l'existence d'un *clustering* (accumulation d'événements dans des directions favorisées)

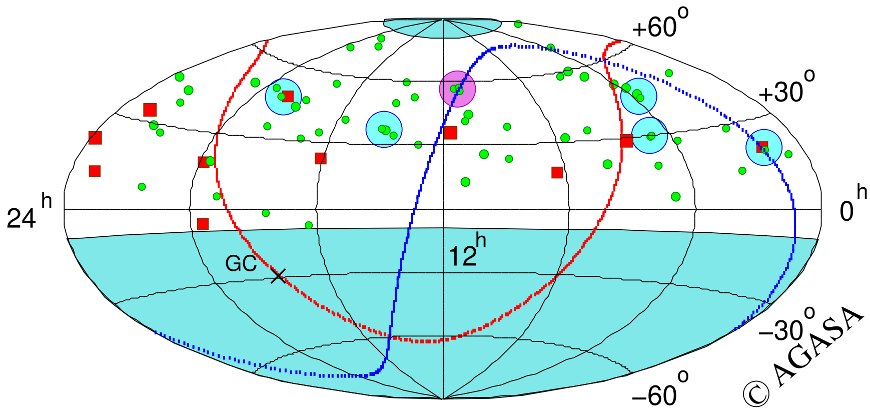



**FIG. 3 :** *Carte des événements AGASA de plus haute énergie. Disques vert : $40 \leq E \leq 100$ EeV ; Carrés rouges : $E \geq 100$ EeV. Malgré la statistique limitée, le nombre anormal d'amas de 2 ou 3 événements, entourés par des cercles sur la figure, pourrait indiquer la présence de sources. Noter en particulier le triplet situé dans le plan supergalactique (cercle rose).*

aux plus hautes énergies [4], voir Fig. 3. On attend en effet l'apparition de sources à ces énergies, ce que nous expliquerons ci-dessous. Néanmoins, HiRes ne confirme pas ce signal.

Pour identifier les sources possibles des UHECRs, l'étude d'éventuelles anisotropies apparaît donc comme une piste prometteuse. Les excès annoncés par les expériences précédentes, sur lesquels nous reviendrons en détail, pourront être testés par l'Observatoire Auger avec une puissance statistique jamais atteinte.

Nous allons donc par la suite présenter en détail l'analyse des directions d'arrivée des premières données d'Auger. Étant donné le flot attendu de données de bonne qualité à ces énergies, de nouvelles méthodes d'analyse seront présentées. Par ailleurs, nous insisterons sur le traitement des systématiques qui peuvent générer de fausses anisotropies, dues simplement aux propriétés des détecteurs.

**Interprétations théoriques des UHECRs**

Malgré les incertitudes observationnelles majeures, il existe une sorte de modèle « standard », aux contours plus ou moins bien définis, devant permettre de comprendre la physique des UHECRs. Dans les objets astrophysiques magnétisés et de taille suffisamment importante, le mécanisme dit d'accélération de Fermi (ou l'une de ses variantes) permettrait l'accélération des rayons cosmiques, protons ou noyaux lourds. Ce mécanisme prédit naturellement un spectre en loi de puissance, proche de ce qui est observé. Les objets de notre propre galaxie ne seraient pas assez puissants pour accélérer les UHECRs aux énergies les plus extrêmes. Au-delà de $10^{19}$ eV (ou d'une énergie plus faible), les UHECRs proviendraient donc d'objets extragalactiques plus violents tels que des AGNs, GRBs, amas de galaxies… On peut dire qu'il y a énormément d'idées, mais pas d'idée précise sur les sources exactes des UHECRs. Au cours de la propagation de ces sources à la Terre, deux phénomènes majeurs interviennent :

– En se propageant dans le milieu intergalactique et dans notre galaxie, les UHECRs sont déviés par de possibles champs magnétiques. Aux basses énergies (disons $E \lesssim 10$ EeV), les déflections sont très importantes et le ciel observé est donc isotrope. On attend que ces déflections deviennent suffisamment faibles à partir d'une certaine énergie pour ne plus trop brouiller les sources. Le problème est que les champs $\vec{B}$, surtout hors des galaxies, sont très peu connus. Il y a eu à ce sujet de nombreux progrès ces dernières années, mais les incertitudes restent telles que nous sommes encore incapable de prédire à partir de quelle énergie exactement les déflections des UHECRs deviennent faibles.

– Au-delà du seuil $E \sim 10^{19.7}$ eV, les UHECRs interagissent avec le CMB (fond diffus micro-onde) par photoproduction de pions ou photodissociation, et perdent leur énergie sur une distance de l'ordre de quelques dizaines de Mpc. On attend donc une coupure spectrale à cette énergie. Par ailleurs, au-delà de ce seuil seules les sources proches doivent contribuer au flux d'UHECRs, et l'on doit donc pouvoir plus facilement les identifier.

Ainsi, aux hautes énergies, l'« horizon » des UHECRs diminue et les déflections dans les champs magnétiques deviennent plus faibles. Il y a donc un réel espoir de pouvoir identifier des sources si la statistique est suffisante, ouvrant ainsi éventuellement la voie à ce que l'on a appelé une « astronomie des particules chargées ».

Nous allons dans cette thèse quantifier de manière plus précise les prédictions de ces modèles, en prenant en compte en particulier les incertitudes existant sur les champs magnétiques extragalactiques ou la composition des UHECRs, et les confronter aux premières données Auger. Par ailleurs, les interactions des UHECRs avec les différents fonds cosmiques de basse énergie génèrent des secondaires neutres (photons, neutrinos) que l'on pourrait aussi observer, permettant ainsi une astronomie « multimessagers ». Nous allons aussi, dans le même cadre, tenter de quantifier les flux de ces secondaires, qui pourraient s'avérer d'une grande utilité pour la compréhension de la physique des UHECRs.

# Chapitre 1

# L’Observatoire Pierre Auger

Dans ce chapitre, nous présentons le fonctionnement et l’état actuel (vers mars 2006) de l’Observatoire Pierre Auger. Cette expérience a été conçue pour permettre une perçée expérimentale et tenter de répondre aux questions présentées en introduction.

Une bonne connaissance du détecteur s’avère cruciale, non seulement pour comprendre l’influence de systématiques diverses sur l’étude des anisotropies du fond UHECR, mais également afin de connaître les forces et les limitations de ses analyses qui ont un impact direct sur les développements théoriques. Après une brève description des motivations scientifiques et de l’historique de l’expérience, nous décrirons les deux composantes de l’observatoire : un détecteur de surface, le SD, comparable à celui d’AGASA, et un détecteur de fluorescence, le FD, utilisant la même technique que HiRes. La procédure de sélection et de reconstruction des événements sera ensuite introduite.

Tout au long de cette description forcément très abrégée de l’Observatoire, l’accent sera mis sur les détails qui jouent un rôle crucial dans l’analyse des anisotropies.

## 1.1 Présentation et historique

Le projet Auger a été conçu entre 1992 et 1996, au cours d’une série d’ateliers qui ont abouti à la rédaction d’un « design report » [5] détaillé décrivant les motivations scientifiques et les moyens techniques de l’Observatoire.

Les UHECRs constituaient déjà au début des années 1990 un vieux problème puisque l’observation de particules à $E \sim 10^{20}$ eV date des années 1960, mais l’essentiel des problèmes associés était et reste ouvert.

Finalement, la question majeure, qui intéresse une large communauté au-delà des spécialistes du rayonnement cosmique, est de savoir quel est le mécanisme qui permet de générer ces particules. S’il s’agit d’accélération astrophysique, alors la compréhension des objets capables de générer les UHECRs sera grandement améliorée. Mais les énergies en jeu sont telles qu’il y a aussi un espoir que les UHECRs aient une origine beaucoup plus exotique ; cette possibilité est particulièrement importante dans le contexte de la physique des particules actuelle, dominée par un Modèle Standard encore jamais réellement mis en défaut. Le seul espoir de comprendre l’origine des UHECRs est d’accumuler suffisamment d’observables de bonne qualité comme :

- Le spectre des rayons cosmiques jusqu’aux énergies les plus élevées possibles (au-delà de $10^{20}$ eV) : observe-t-on la coupure GZK ? Quelle est la forme exacte de la cheville ?
- La nature du primaire à l’origine des EAS : en fonction de l’énergie considérée, observe-t-on quelques photons ou neutrinos parmi toutes ces particules hadroniques ? Observe-t-on plutôt des noyaux lourds ou légers ?
- Les directions d’arrivée : en fonction de l’énergie considérée, le fond d’UHECRs est-t-il complètement isotrope ? Observe-t-on des structures à grande échelle sur le ciel ? Observe-t-on des sources plus ou moins ponctuelles ?

Au moment de la décision de construire Auger, il n'y avait pas de réponse concluante à ces questions. C'est toujours le cas, car les résultats publiés depuis, essentiellement par AGASA et HiRes, sont relativement contradictoires et de toute façon peu significatifs aux plus hautes énergies. Pour répondre le mieux possible à ces questions, l'Observatoire Auger se donne de nouveaux moyens par rapport aux expériences précédentes :

1. un changement d'échelle dans la statistique, qui est le facteur limitant aux énergies les plus élevées, grâce à l'utilisation d'un réseau de détecteurs couvrant 3000 km$^2$ (pour l'Observatoire sud) ;
2. une amélioration très sensible de la qualité des données grâce essentiellement à une configuration *hybride* du détecteur : pour la première fois, les techniques de fluorescence et de réseau de surface sont employées conjointement, ce qui doit permettre une réduction des incertitudes systématiques lors de la reconstruction des événements ;
3. un Observatoire en deux sites, un dans chaque hémisphère, permettant une couverture totale du ciel.

La décision d'utiliser un détecteur hybride s'est avérée particulièrement justifiée après la constatation des différences entre AGASA et HiRes.

Le premier site est situé dans l'hémisphère Sud : **toutes les expériences précédentes étaient dans l'hémisphère Nord** (exceptée SUGAR, expérience australienne pionnière dont la statistique est très faible et les données de qualité moyenne). De plus, le centre galactique, visible depuis le Sud uniquement, est une cible astrophysique privilégiée aux énergies de l'ordre de l'EeV. La région de Pampa Amarilla, en Argentine, a été choisie pour accueillir ce site Sud de l'Observatoire (voir Fig. 1.1). En plus de possibles contraintes économiques et politiques, le choix du site était guidé par les raisons suivantes : il faut un grand plateau (taille du détecteur), à une altitude de $\sim$ 1500 m (altitude optimale pour l'observation et la détection au sol des gerbes aux énergies considérées) ; le climat doit être peu nuageux pour les mesures de fluorescence ; l'accès au site (en particulier aux nombreux détecteurs de surface disséminés dans la nature) doit être aussi facile que possible.

♠ *Le site Nord a finalement été choisi en juin 2005 : il s'agira du Colorado, aux États-Unis. Sous réserve de financement, sa construction devrait commencer dans les prochaines années. Par ailleurs, un autre observatoire hybride est en développement dans l'hémisphère Nord : il s'agit de Telescope Array, qui devrait être constitué d'un réseau de scintillateurs entouré de 3 sites de fluorescence, couvrant une surface totale de 760 $km^2$ dans l'Utah. La surface de Telescope Array est plus faible que celle d'Auger, mais cette expérience vise aussi des énergies légèrement plus faibles, allant jusqu'à $10^{17.5}$ eV.*

### Construction du site Sud

Avant le déploiement proprement dit, un réseau prototype (l'EA : Engineering Array) a été construit et exploité entre 2001 et 2003 [6]. Il a permis de valider les choix techniques que nous détaillerons plus loin, et d'acquérir de toutes premières données. Parallèlement, les deux premiers télescopes de fluorescence ont été mis en service sur le site de Los Leones.

Le déploiement réel a commencé en 2004. Un certain nombre de difficultés techniques ont notablement ralenti le rythme de déploiement. Le transport des cuves et surtout des 12 tonnes d'eau nécessaires par cuve dans la pampa, en l'absence de route bitumée, est le facteur limitant pour la vitesse de déploiement. Certaines zones du réseau ne sont pas accessibles aux camions en hiver à cause de l'humidité des terrains. Par ailleurs, certains proprétaires n'acceptent pas facilement l'utilisation de leur terrain par l'Observatoire malgré un dédommagement financier pour chaque cuve installée. Au total, la moitié seulement des cuves du SD étaient déployées et opérationnelles à la mi-2005. Le déploiement complet prendra donc probablement environ 3 années au total. Surtout, au cours de cette période, la priorité étant donnée au déploiement dans les régions au voisinage des détecteurs de fluorescence nouvellement mis en activité, la géométrie du réseau a souvent pris une allure quelque peu irrégulière.

Par ailleurs, un certain nombre de « défauts de jeunesse » sont apparus et ont dû être corrigés au cours de la construction du détecteur. Quelques pannes du système de télecommunication, ainsi que du centre d'acquisition

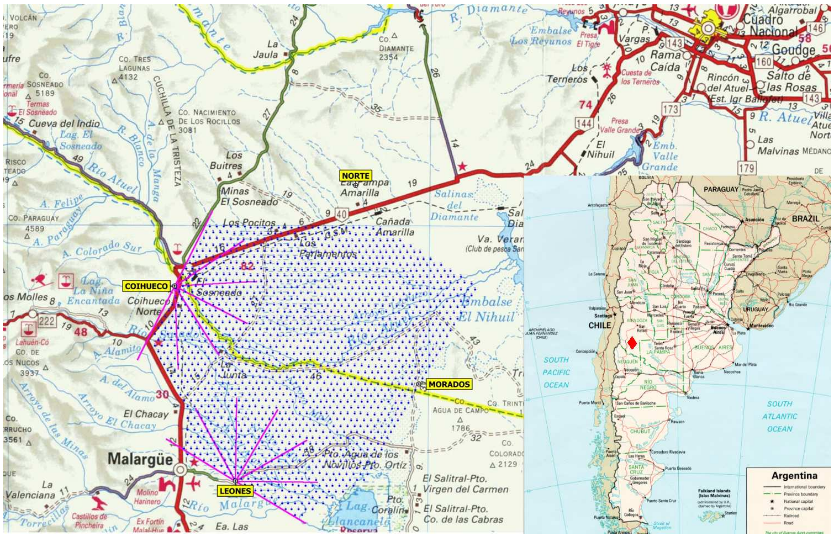



**FIG. 1.1 :** *Site Sud de l'Observatoire, au pied des Andes. La ville au Nord-est est San Raphaël. Le centre d'acquisition des données se trouve à Malargüe. Chaque point symbolise une des 1600 cuves prévues, et les quatres sites de fluorescence sont aussi représentés.*

(le CDAS), ont interdit l'acquisition des données sur de courtes périodes, et un certain nombre d'instabilités dans l'acquisition, inévitables, sont apparues. Malgré cela, un flot de données stables la plupart du temps, et de plus en plus important, a été acquis par l'Observatoire depuis janvier 2004.

Les instabilités ponctuelles dans l'acquisition des données ainsi que le déploiement progressif de l'Observatoire constituent une difficulté supplémentaire dans l'analyse des premières données, en particulier pour la sélection des événements et la détermination de l'acceptance. Il est clair que cela n'aura plus grande importance après les 20 ans de fonctionnement régulier prévus pour l'Observatoire.

## 1.2 Le détecteur de surface

Le détecteur de surface (SD) est composé de cuves à effet Čerenkov formant un maillage triangulaire de 1.5 km de côté. Deux remarques peuvent être faites à ce sujet :

- Le pas du réseau est assez grand. Dans le cas d'AGASA on avait plutôt un pas d'environ 1 km. Le choix du pas est un compromis entre la qualité de l'échantillonage des gerbes d'une part, et la nécessité de couvrir la plus grande surface possible d'autre part. Avec un pas de 1.5 km, on s'assurait dès le départ que l'acceptance du SD serait saturée à $10^{19}$ eV. En fait, l'acceptance sature même à plus basse énergie.
- Le réseau Auger a une géométrie quasiment parfaite (contrairement à AGASA qui était localisé dans une zone habitée). Les contraintes de terrain imposent de déplacer la position des cuves de quelques dizaines de mètres au plus, sauf rares exceptions, par rapport à leurs positions théoriques.

### 1.2.1 Détecteurs individuels (LS)

Les cuves Čerenkov (Fig. 1.2), de 3.6 m de diamètre sur 1.5 m de hauteur, sont remplies d'une eau purifiée (Auger disposant de sa propre usine pour purifier l'eau), enfermée dans une poche de Tyvek, matériau permettant de réflechir avec efficacité les photons Čerenkov, qui sont produits lors du passage de particules chargées dans l'eau à une vitesse $v \geq c/n_{\mathrm{eau}}$, ce qui correspond à un seuil en énergie de 750 keV pour les $e^{\pm}$ et de 160 MeV pour les muons. Remarquons que les cuves Čerenkov sont aussi sensibles aux photons : en traversant l'eau, les $\gamma$ sont convertis par création de paires, qui peuvent alors émettre à leur tour du rayonnement par effet Čerenkov.

Trois photomultiplicateurs (PMTs) sont collés sur des fenêtres serties sur le Tyvek afin de collecter la lumière Čerenkov. Ces PMTs émettent alors des signaux analogiques au niveau de la dernière dynode et de l'anode, qui sont lus par une carte front-end, placée dans un boitier au dessus des cuves, et convertis en signaux numériques par des FADC (Fast Analog Digital Converter), avec une fréquence d'échantillonnage de 40 MHz, soit un échantillon toutes les 25 ns, ce qui correspond à une résolution temporelle de 7.2 ns.

♠ *Les signaux de l'anode, moins amplifiés (on a un rapport dynode/anode* $\sim 32$*), sont utiles dans le cas où l'intensité de la lumière Čerenkov est suffisante pour saturer les signaux à la dynode, ce qui arrive en particulier dans le cas où le cœur d'une gerbe d'énergie élevée est proche de la cuve.*

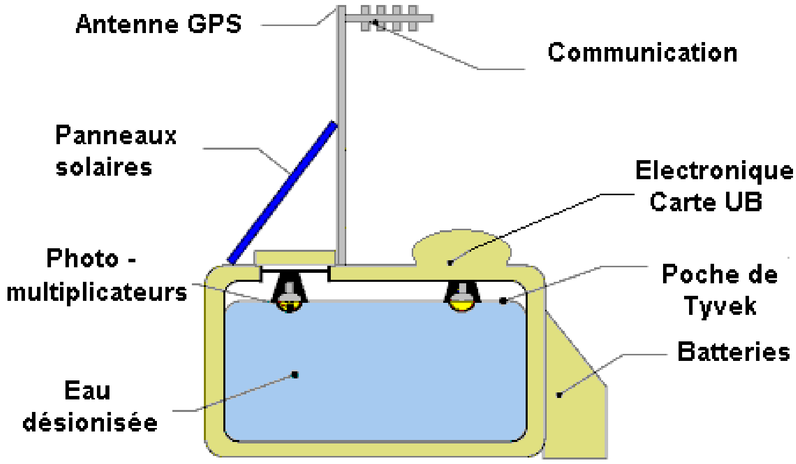



**FIG. 1.2 :** *Schéma d'une cuve Auger. Les panneaux solaires sont orientés vers le Nord.*

Initialement, les différentes fonctions de l'acquisition étaient effectuées par des cartes électroniques spécifiques, qui ont été rassemblées en une carte unifiée (UB) développée au Collège de France. L'ensemble est complété par des dispositifs permettant de rendre chaque cuve autonome : batteries, panneaux solaires, antenne de communications, antenne GPS permettant en particulier le marquage en temps des signaux.

Le choix de cuves Čerenkov comme détecteurs de particules pour le SD d'Auger n'est pas neutre. AGASA utilisait en majorité des scintillateurs plastiques ; Haverah Park utilisait des cuves Čerenkov ; Yakutsk combine scintillateurs, détecteurs de muons et Čerenkov. Les différents types de détecteurs ne sont pas sensibles aux mêmes composantes des EAS : les scintillateurs sont sensibles à leur composante électromagnétique contrairement aux détecteurs de muons ; les cuves Čerenkov, elles, sont sensibles à la fois aux composantes électromagnétique et muoniques. Le pas du réseau Auger étant important, cela est un avantage pour échantillonner le signal à grande distance du cœur d'une gerbe, car la fraction relative de la composante muonique devient plus importante à grande distance. Du point de vue des anisotropies, un avantage non négligeable associé au choix des cuves Čerenkov est l'excellente sensibilité du détecteur aux gerbes relativement inclinées :

- La forme cylindrique des cuves augmente leur « section efficace » aux gerbes inclinées, comparées à des scintillateurs plats.
- Les gerbes inclinées, ayant traversé une grande épaisseur d'atmosphère, ont une grande fraction de muons au niveau du sol, auxquels les cuves sont donc sensibles.

La conséquence est que, alors que AGASA se limitait essentiellement à l'étude des gerbes d'angles $\theta \lesssim 45°$ dans le cadre de ses analyses « standard », Auger peut se permettre d'aller jusqu'à $60°$. *La couverture du ciel s'en trouve grandement améliorée*, en particulier au niveau du seuil en énergie, c'est-à-dire lorsque l'acceptance n'est plus saturée. Cet avantage est mis en avant sur la Fig. 1.3.

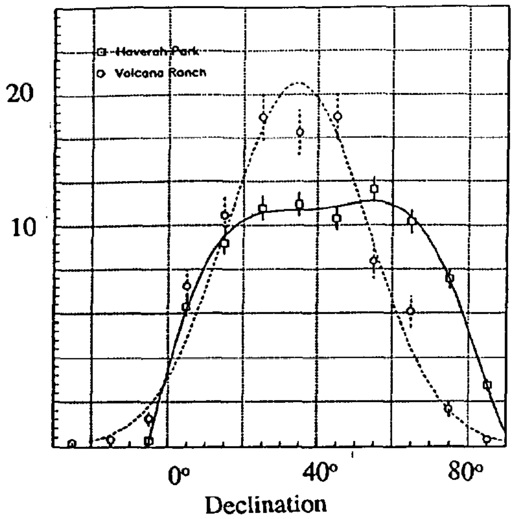



**FIG. 1.3 :** *Comparaison des distributions en déclinaison des événements d'énergie $10^{18} < E < 4 \times 10^{18}$ eV de Haverah Park (réseau Čerenkov) et Volcano Ranch (scintillateurs) [7]. Haverah Park couvrait une plus grande portion du ciel grâce à la plus faible latitude de son site, mais aussi grâce à la plus large distribution en angles zénithaux que lui permettaient ses cuves.*

### Calibration et déclenchements des stations

La calibration des signaux des cuves est effectuée de la manière suivante : pour chaque cuve, en même temps que la prise de données, on calcule toutes les minutes l'histogramme des signaux intégrés (c'est-à-dire la *charge* des PMTs) générés par les particules individuelles qui traversent la cuve, et qui constituent le bruit de fond du détecteur. Parmi ces particules, les muons atmosphériques, relativistes, émettent un signal Čerenkov proportionnel à la distance parcourue par le muon dans la cuve, mais qui ne dépend pratiquement pas de l'énergie du muon. Ceci entraîne l'existence d'un pic dans l'histogramme des signaux. La position de ce pic, représente la réponse (*en charge*) de la cuve aux muons atmosphériques verticaux : on l'appelle par définition le VEM (Vertical Equivalent Muon), et toutes les traces ADC sont alors converties en VEM. L'intérêt de cette calibration est qu'elle est basée sur une grandeur physique quasiment constante, le flux de muons atmosphériques. Elle ne dépend pas des propriétés individuelles et instantanées des cuves.

Le premier niveau de déclenchement (T1), au niveau de la cuve, est géré par la carte FADC. Deux types de T1 existent :

- Le ToT (Time over Threshold) : 13 bins dans une fenêtre de 120 bins ADC consécutifs doivent être au-dessus de 0.2 VEM, en coïncidence de 2 PMTs. Il s'agit donc d'un trigger efficace pour détecter des signaux faibles mais étalés en temps, qui sont typiquement ceux générés à grande distance du cœur des EAS. Le taux de ToT est dans des conditions normales de $\sim$ 1.6 Hz pour chaque station, ce qui correspond globalement aux coïncidences de deux muons dans une cuve, dans cette fenêtre de $3\mu$s.
- Le Threshold : coïncidence à 3 PMTs au-dessus de 1.75 VEM, sans contrainte temporelle. Le taux de Threshold par station est plus élevé, 100 Hz, et ce trigger est surtout utile pour la détection de gerbes horizontales, dont l'étalement temporel est faible.

Un second niveau de déclenchement, le T2, est appliqué localement afin de réduire la quantité de signaux qui seront envoyés au CDAS. Le T2 est soit un ToT, soit un Threshold avec un seuil en coïncidence augmenté, de 3.2 VEM. Ainsi, le taux nominal de T2 par station est de l'ordre de 20 Hz.

### 1.2.2 Acquisition centrale

Les T2 (ou plus précisément, leur instant d'enregistrement, leur type : ToT ou Threshold, et la LS qui les a généré) sont envoyés au centre d'acquisition des données, le CDAS, à Malargüe, via des antennes radio disposées à chaque site de fluorescence et un réseau de communications micro-ondes associé. Un algorithme dédié, le Ct (Central trigger), détecte alors les coïncidences spatio-temporelles. Plusieurs déclenchements de niveau 3 (T3) sont définis, mais celui qui est de loin le plus important est le 3ToT : 3 cuves ayant émis un trigger ToT doivent être en configuration compacte, c'est-à-dire former un alignement de cuves consécutives, un triangle équilatéral ou un triangle isocèle sur le réseau. Les 3ToT sont à 90% de vrais événements physiques. Le taux de 3ToT est environ d'un événement par jour par triangle équilatéral du réseau.

Pour la détection de gerbes horizontales, d'autres T3, moins exigeants en terme de compacité de la coïncidence, sont implémentés. Une fois un T3 réalisé, le CDAS envoie une requête à toutes les stations impliquées et à celles de leur voisinage et rapatrie leurs données (y compris les T1), pour former un *événement Auger*, sauvegardé au format de données Root.

♠ *Les algorithmes de sélection de plus haut niveau, effectués « offline », seront vus plus loin.*

### 1.2.3 Surveillance en ligne du réseau

Big Brother, le système officiel de surveillance en ligne du réseau développé à l'APC, permet de connaître à chaque instant, non seulement l'état global du détecteur, mais aussi et surtout de suivre l'ensemble des paramètres pouvant influer sur le fonctionnement des cuves : tension des batteries, température de l'électronique, etc, et de générer des alarmes si nécessaire.

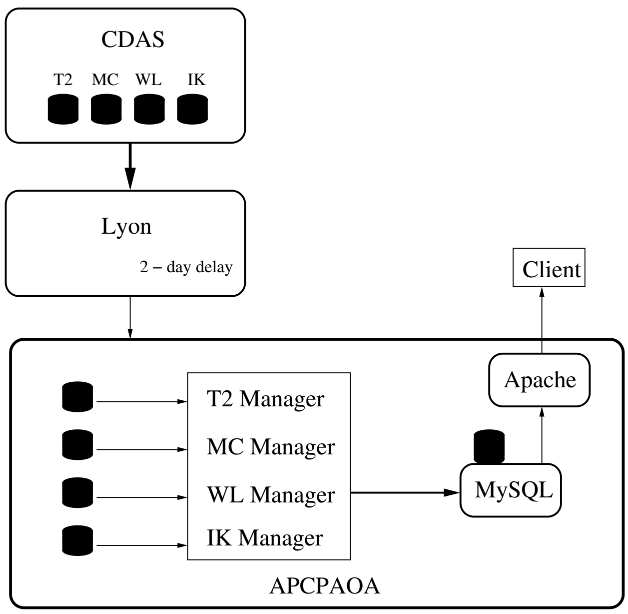



**FIG. 1.4 :** *Fonctionnement actuel de la base de données de Big Brother.*

Techniquement, le logiciel consiste en une base de données MySQL, remplie au fur et à mesure de l'acquisition à partir d'un certain nombre de fichiers générés par le CDAS. La difficulté principale est le fait que le flot de données en question est énorme. Cette base est ensuite mise à disposition de la collaboration via une interface web produisant des graphiques. Étant données d'une part la taille de la base de données, et d'autre part la saturation de la connection internet entre Malargüe et le monde extérieur, le serveur web est localisé à Paris, à l'APC. Les principaux paramètres surveillés sont les suivants :

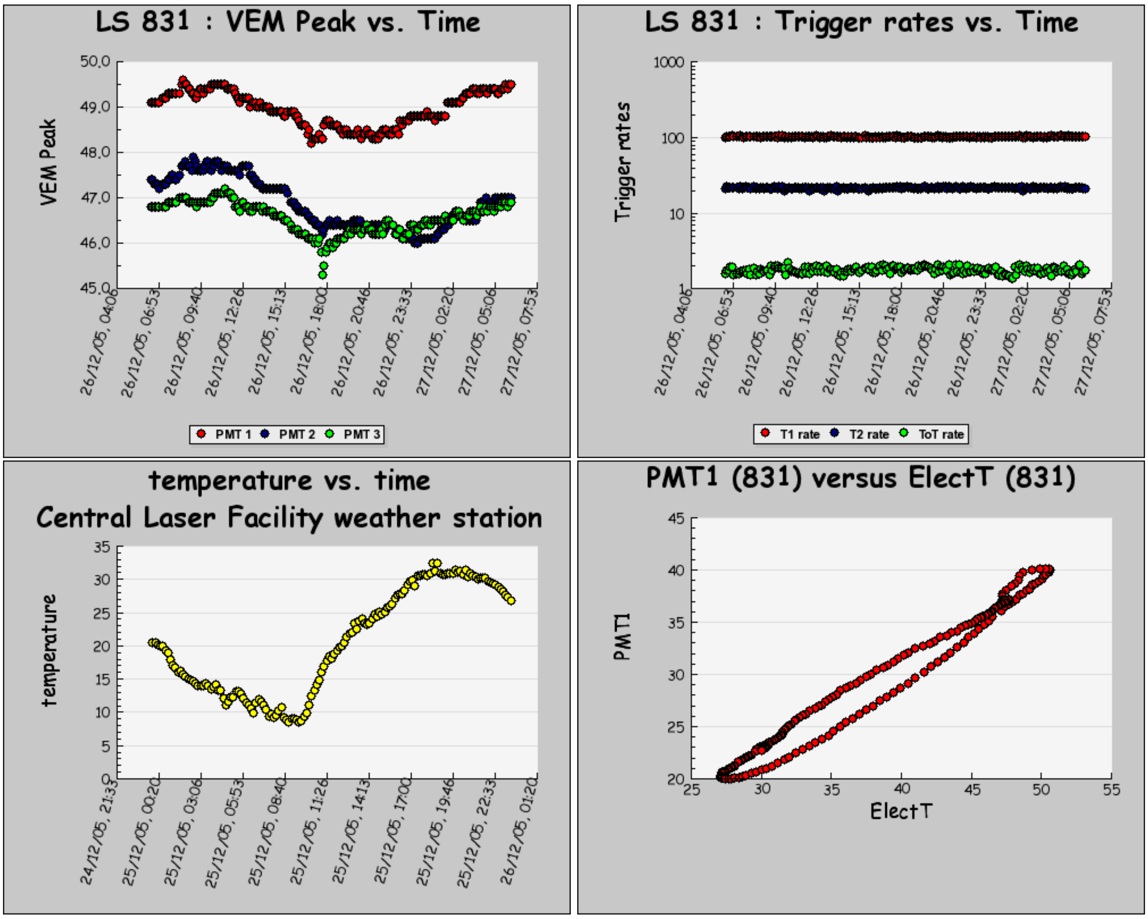



**FIG. 1.5 :** *Quelques graphiques extraits de Big Brother. L'évolution du pic du VEM au cours de la journée montre une claire variation de ce paramètre important avec la température ; on remarque aussi que le pic du VEM varie d'un photomultiplicateur à l'autre, au sein d'une même cuve. Les taux des différents triggers sont stables. La modulation journalière de la température est vue sans problème à la station du CLF (attention, il s'agit de l'heure UTC : pour l'heure locale, retirer 3 heures). Enfin, plus subtil, la corrélation entre les températures d'un photomultiplicateur et de l'électronique d'une même station montre des différences dues probablement à l'inertie thermique plus importante des PMTs, qui sont en contact direct avec l'eau de la cuve.*

1. **L'activité T2 des cuves.** Le CDAS mesure en continu le taux de T2 de chaque station, le taux nominal étant de 20 Hz. Les fichiers dits de T2 enregistrent chaque seconde les cuves « sortantes », qui n'émettent plus de T2 après une période active, et les cuves « entrantes », qui en réémettent après une période de silence. Pour chacune des cuves sortantes, le taux de T2 moyen ainsi que sa dispersion sont aussi enregistrés dans les fichiers. Ces fichiers sont peut-être les plus importants du détecteur, après les fichiers d'événements, car c'est essentiellement à partir d'eux que l'on repère les cuves « en fonctionnement », et donc que l'on calculera l'acceptance du SD puis le spectre des UHECRs. Big Brother peut alors représenter l'évolution du nombre de stations actives au cours du temps et la carte de l'activité des stations, moyennée sur une période définie par l'utilisateur.
2. **Les données de monitoring et calibration** (MC) des cuves. Pour chaque cuve, un grand nombre de données de surveillance sont envoyées toutes les 6 minutes (il s'agit d'un flot de données non prioritaire par rapport aux données de T2 ou aux événements), parmi lesquelles nous pouvons citer à titre d'exemples : la tension des panneaux solaires et batteries, la tension des PMTs, l'aire et le pic associés au

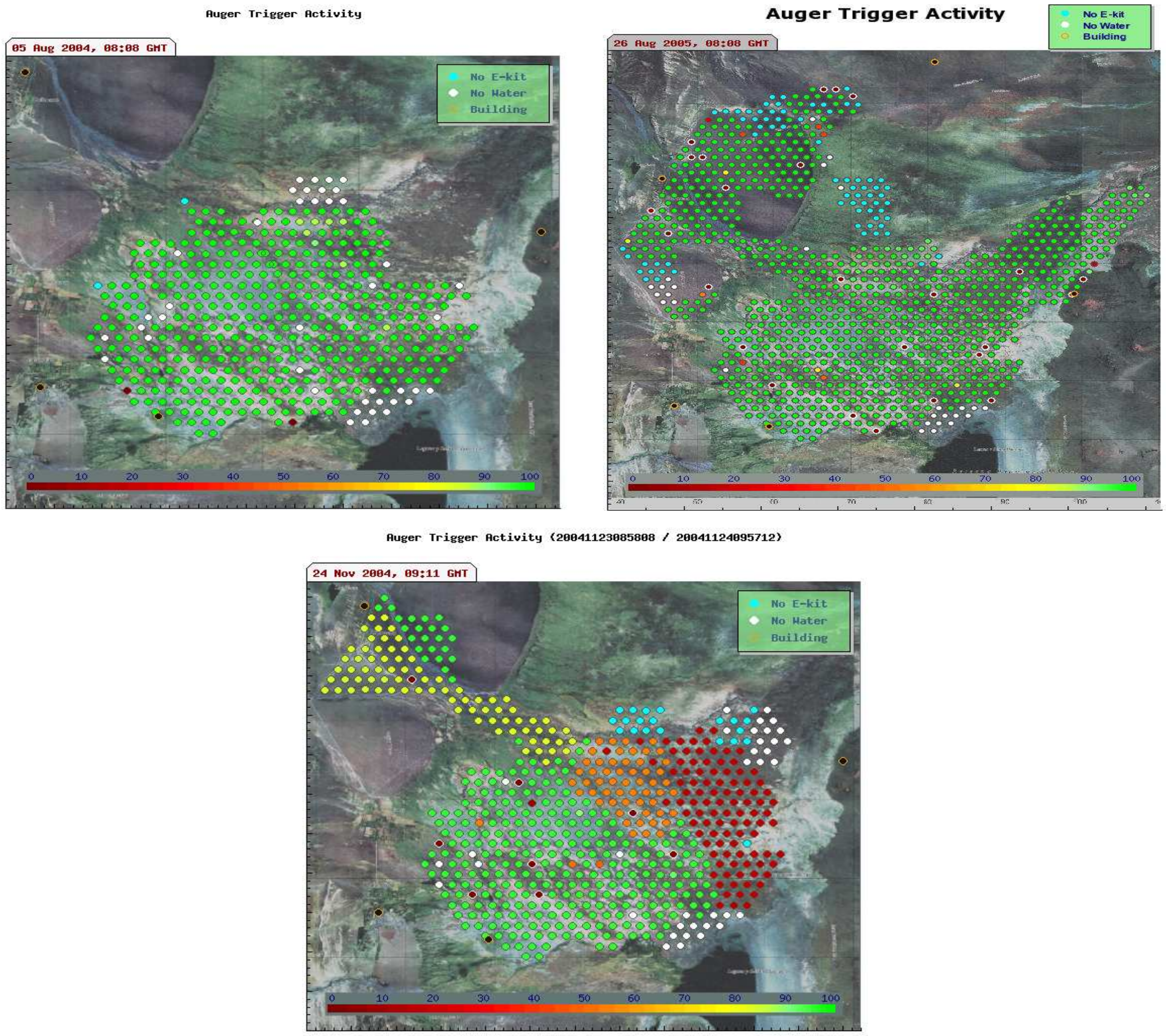



**FIG. 1.6 :** *En haut, l'activité de T2 du réseau peut être comparée à une année d'intervalle, entre août 2004 et août 2005. En bas, la carte de l'activité de T2 met en évidence l'interruption temporaire de parties entières du réseau à cause de problèmes de télécommunications.*

VEM, les températures de l'électronique, des batteries et des PMTs, le rapport des tensions dynode/anode des PMTs, etc. L'évolution temporelle de toutes ces données peut être visualisée, et des comportements anormaux détectés.

3. Les données des stations météo des détecteurs de fluorescence et du CLF (voir section suivante), incluant bien sûr la pression et la température au sol, mais aussi l'humidité, la vitesse du vent, etc.
4. L'informations journalisée de l'Information Kernel (IK) du CDAS. L'IK est le noyau gérant les échanges d'informations entre différentes applications du CDAS.
5. D'autres paramètres comme l'activité des communications radio ou le taux de triggers FD. L'organisation du monitoring du détecteur est en particulier en train d'être réorganisée pour permettre, entre autre, une « fusion » avec les outils de monitoring du FD.

À partir de ces paramètres, différents graphiques ou cartes peuvent facilement être produits pour mettre en évidence des corrélations ou des problèmes à grande échelle sur le réseau. Des exemples commentés de graphiques produits par Big Brother sont reproduits Fig. 1.5, 1.6 et 1.7. Par ailleurs, un système d'alarmes est installé, basé sur les données MC : des cartes du réseau sont affichées avec en rouge les cuves ne satisfaisant pas un certain nombre de critères. Ces critères sont largement modifiables par l'utilisateur mais on peut citer par exemple :

- Le pic du VEM d'un PMT sort du domaine 45-55 ADC, ou bien sa charge fluctue de plus de 10%.
- L'espace disque disponible est en-dessous de 600 ko.
- La tension des batteries sort du domaine 22-32 V, ou bien le courant des panneaux solaires dépasse 5 A.

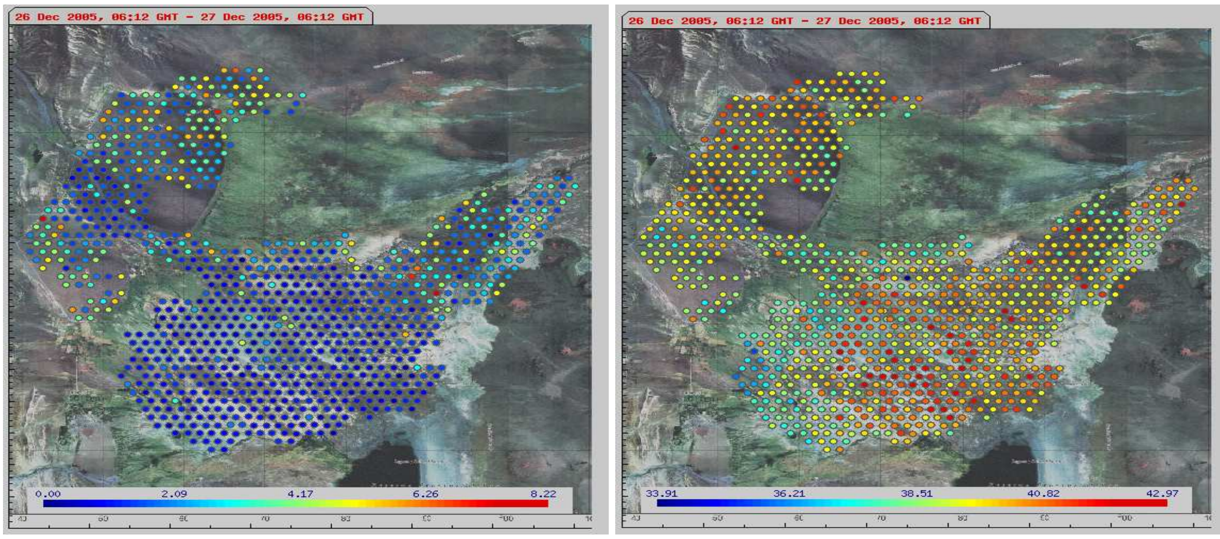



**FIG. 1.7 :** *Gauche : taux moyen de trigger ToT par cuve le 25 décembre 2005. Une non-uniformité inquiétante apparaît, sur laquelle nous reviendrons. Droite : température moyenne de l'électronique par cuve le même jour. Dans ce cas, comme les conditions météo ne sont pas les mêmes sur tout le réseau, la non-uniformité est attendue, et semble même corrélée avec la nature du terrain.*

Le but de ce logiciel de surveillance est donc de fournir un outil permettant de s'assurer que le SD fonctionne « comme une horloge suisse », condition nécessaire en particulier à une prise de données en qualité et en quantité aussi importantes qu'espéré, et à une bonne connaissance de notre acceptance.

## 1.3 Le détecteur de fluorescence

Le détecteur de fluorescence (FD) [8] est localisé sur quatre sites, aux sommets de collines aux bords du SD. Chacun des quatre bâtiments accueille six télescopes. Le site de Los Leones a commencé à fonctionner dès la période du réseau prototype ; à l'été 2005, les trois sites de Los Leones, Coihueco et Los Morados étaient opérationnels. Le principe de ces télescopes est d'observer une grande portion de l'atmosphère au cours des nuits sans nuages et sans Lune (10% du temps), afin de détecter la lumière du proche ultraviolet, émise essentiellement par fluorescence, des gerbes qui seront aussi simultanément détectées par le SD. Chaque télescope comprend :

- Un diaphragme de 1.1 m de rayon, sur lequel sont placés un filtre sélectionnant la bande de longueurs d'onde $\sim 300 - 400$ nm pour réduire le bruit de fond du ciel, et une lentille correctrice augmentant la surface de collection de la lumière. Cette lentille correctrice a été installée après la mise en service des premiers télescopes.
- Un miroir sphérique de 3.5 m de rayon ; la lentille et le miroir forment une optique de Schmidt, dont l'intérêt est d'assurer la netteté des images et un éclairage uniforme sur un très grand champ d'environ $30° \times 30°$. Il s'agit donc d'une optique bien différente de celle des télescopes classiques, qui permet

avec six télescopes de couvrir 180° en azimut (avec même un léger recouvrement des champs de vue des différents télescopes) et environ 30° en hauteur (au-dessus de l'horizon).
- Au foyer, une caméra constituée de 440 PMTs hexagonaux, chacun couvrant une portion du ciel de $\sim 1.5°$ de diamètre.

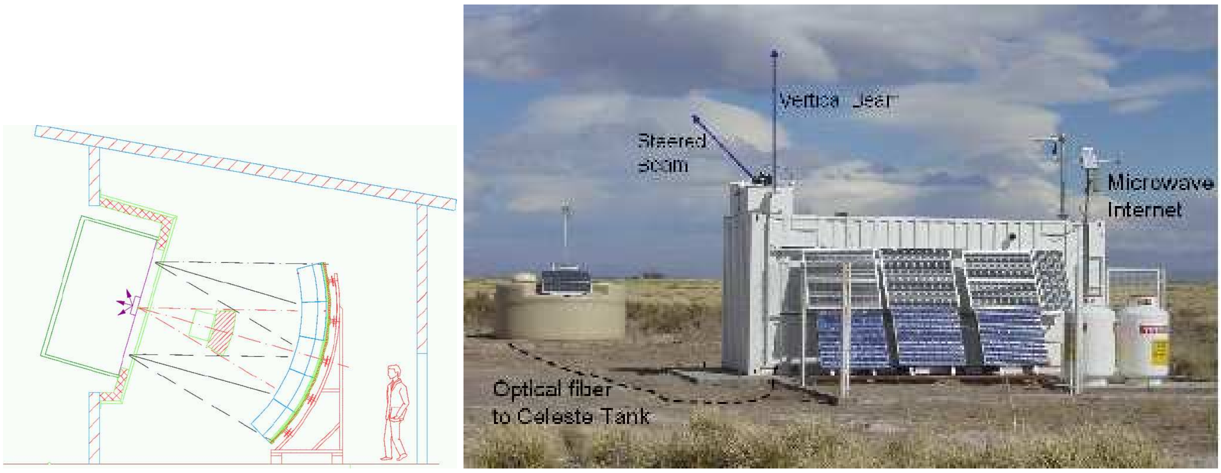



**FIG. 1.8 :** *Gauche : schéma montrant le tambour monté sur la baie d'un télescope FD pour la calibration absolue. Droite : photo du CLF, à côté de la cuve Céleste.*

**Calibration des télescopes**

La calibration du FD est cruciale car nous verrons que l'échelle d'énergie d'Auger peut être obtenue en utilisant l'intensité de la lumière de fluorescence des gerbes. Toute systématique dans la calibration se répercute donc directement sur le spectre mesuré des UHECRs. Deux procédures de calibration parallèles ont été mises en place :
- Une calibration absolue, effectuée quelques fois par an. Une source de lumière homogène et d'intensité parfaitement connue, de diamètre 2.5 m, en forme de tambour, est placée à l'entrée du télescope (Fig. 1.8). La comparaison entre l'intensité du tambour et les signaux des PMTs permet de calibrer ceux-ci, avec une précision de 12% [9].
- Une calibration relative, effectuée toutes les nuits d'opération. Des sources de lumière sont placées en trois endroits différents à l'intérieur du télescope et permettent de surveiller par exemple la stabilité des PMTs au cours des nuits.

♠ *Ces procédures sont encore en cours d'amélioration, si bien que leur précision devrait être à terme bien meilleure qu'à l'été 2005.*

**Surveillance de l'atmosphère**

Les conditions atmosphériques ont une grande influence sur les mesures de fluorescence : le profil de densité, les concentrations en aérosols modifient l'absorption de la lumière de fluorescence émise par des gerbes qui peuvent être situées à plusieurs dizaines de kilomètres des télescopes. Il faut prendre cette absorption en compte pour convertir la lumière détectée par le télescope en lumière émise par une gerbe, et reconstruire son énergie. Les spécialistes du FD ont ainsi déployé un impressionnant arsenal d'outils pour surveiller en temps réel divers paramètres atmosphériques.

1. Des stations météo mesurent en permanence température, pression, humidité, vitesse et direction du vent, etc. Il y en a une à chaque site de fluorescence, et une au Central Laser Facility (CLF), situé au cœur du réseau (voir paragraphe suivant).
2. Des caméras infrarouge produisent des images de l'ensemble du ciel, mettant en évidence la couverture nuageuse au cours de l'acquisition des données. Ces caméras sont aussi placées sur chaque site FD et au CLF. Elles permettent ainsi de sélectionner à chaque instant les pixels du FD dont le champ de vue est sans nuage.
3. Des campagnes de radiosondages, à l'aide de ballons-sondes, permettent de mesurer les propriétés de l'atmosphère à différentes altitudes. Cela permet essentiellement de valider ou modifier les profils atmosphériques modèles, utilisés dans la reconstruction des événements.
4. Les concentrations en aérosols (poussières, polluants, nuages...) sont surveillées à l'aide de LIDARs, des tirs laser du CLF dont nous reparlerons ci-dessous, et du bruit de fond des détecteurs de fluorescence. Leurs propriétés de diffusion de la lumière doivent être incorporées dans la reconstruction des gerbes.

♠ *Les effets météo sont aussi étudiés dans le SD, et nous reviendrons dessus en détail. Il est possible que certains des outils développés pour le FD s'avèrent utiles aussi pour l'analyse SD.*

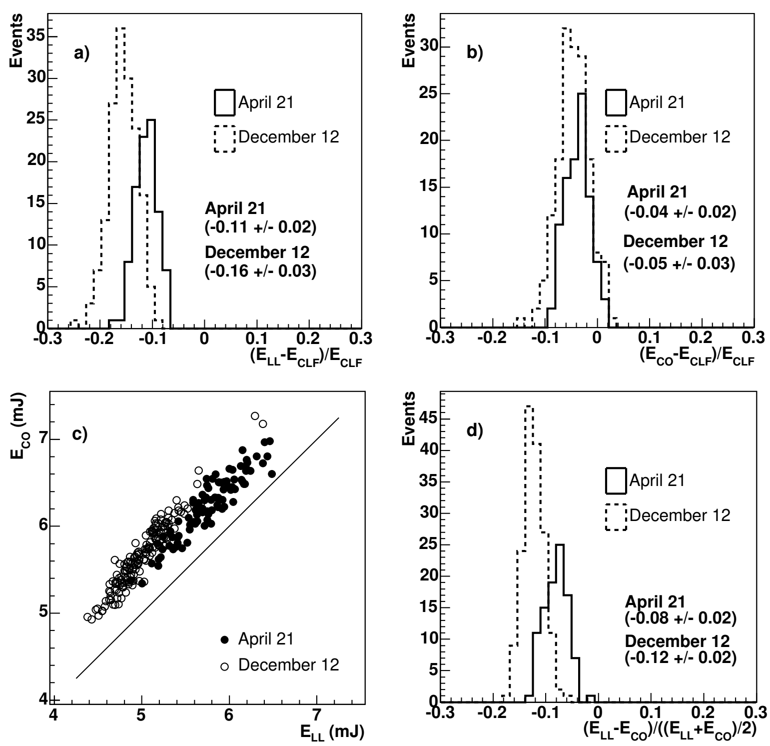



**FIG. 1.9 :** *Événements CLF : exemples de comparaison des énergies reconstruites par les télescopes de Los Leones (LL) et Coihueco (CO) avec l'énergie du tir laser (CLF), au cours de deux nuits. Les résultats sont en accord avec les incertitudes associées sur la calibration du FD. Noter néanmoins les décalages systématiques qui peuvent encore exister. D'après [10].*

### Calibration de toute la chaîne FD : le CLF

Le Central Laser Facility [10] est un bâtiment placé au milieu du réseau. Un laser YAG émet des impulsions de durée brève (7 ns), d'énergie 7 mJ, et monochromatiques, de longueur d'onde 355 nm. Des tirs verticaux et inclinés sont menés chaque nuit de prise de données. Il génèrent de beaux événements FD, marqués « CLF », dont on peut reconstruire l'énergie (une partie de la lumière émise étant diffusée par l'atmosphère), et comparer cette énergie avec celle du laser. On dispose ainsi d'un moyen puissant pour tester pratiquement toute la chaîne FD, incluant les propriétés de transmission de l'atmosphère.

Par ailleurs, une petite fraction de la lumière du laser peut être envoyée dans la cuve SD Céleste, proche du CLF. Dans ce cas, on a un moyen de tester la présence éventuelle de décalages temporels entre les horloges du SD et du FD. À l'heure actuelle, ce décalage est de l'ordre de 100 ns.

**Les triggers FD**

Il y a sur le FD comme sur le SD une chaîne de déclenchements :

1. Le T1 est un déclenchement à seuil au niveau des PMTs. Le seuil correspondant est variable, et choisi pour que le taux de T1 reste raisonable.
2. Le T2 recherche des formes spatiales remarquables (il y en a 108 possibles) formées par les T1 de pixels voisins dans une caméra. Le taux correspondant est normalement de 1 Hz pour chaque caméra.
3. Le T3 recherche des coïncidences temporelles entre les T2 de diverses caméras. C'est au niveau du T3 que doivent aussi être rejetés le plus possible des événements de type « éclairs », afin d'atteindre un taux de 0.02 Hz.

Les T3 sont ensuite envoyés au CDAS, qui demande alors aux cuves du SD de rapatrier leurs T2 en coïncidence temporelle. La difficulté technique est que les T3 FD ne doivent pas arriver trop tard ou même trop tôt, car les cuves ne gardent leurs données de T2 que pendant un temps limité (10 secondes). Par ailleurs, le taux de T3 FD ne doit pas être trop élevé, sinon le CDAS sature à cause des trop nombreuses requêtes de T2 à envoyer. Cette situation se produit en particulier lorsque les conditions météo sont très mauvaises ; un « veto » a donc dû être implémenté dans le CDAS pour que dans ces conditions l'acquisition des données SD puisse avoir lieu normalement.

En pratique, tous les événements FD sont hybrides, c'est-à-dire vus en même temps par le SD (ceux qui ne le sont pas ne sont pas étudiés). On produit ainsi deux types d'événements hybrides :

- Les « golden hybrids », qui ont déclenché un T3 indépendant avec le SD. Ces événements peuvent ainsi être indépendemment reconstruits par le FD et le SD. Parmi ces événements, ceux qui sont situés au milieu du détecteur et ont une énergie suffisante peuvent être détectés en stéréo, c'est-à-dire par deux sites de fluorescence. On a même déjà enregistré des événements vus simultanément par trois sites de fluorescence.
- Les hybrides simples : ce sont des événements FD dont la gerbe associée est soit d'énergie faible (typiquement $E < 1$ EeV), soit en extrême bord de réseau. Dans ce cas, cette gerbe ne déclenche pas de T3 indépendant du SD, mais est néanmoins détectée par une voire deux cuves qui forment un T2. Aucune reconstruction SD n'est possible, néanmoins les informations des T2 des cuves sont utilisées pour la reconstruction FD, comme nous le verrons en section suivante.

**Acceptance hybride**

L'acceptance du détecteur de fluorescence dépend naturellement de l'énergie des gerbes : plus le rayon cosmique incident a une énergie élevée, plus la lumière de fluorescence émise est importante et du coup le champ de vue des télescopes est augmenté. L'acceptance dépend aussi des conditions atmosphériques. La Fig. 1.10 montre des cartes d'acceptance hybride, c'est-à-dire « convoluées » par la surface du SD, en fonction de l'énergie, obtenues en utilisant des simulations des gerbes. On remarque que dès $E \sim 10^{19}$ eV, tout le réseau est couvert, et des événements stéréo peuvent être observés à partir de cette énergie. À basse énergie, l'acceptance est limitée au voisinage proche des télescopes. Cela explique que le SD ait été prioritairement déployé au pied des sites FD, afin d'assurer dès le début une bonne statistique hybride à basse énergie.

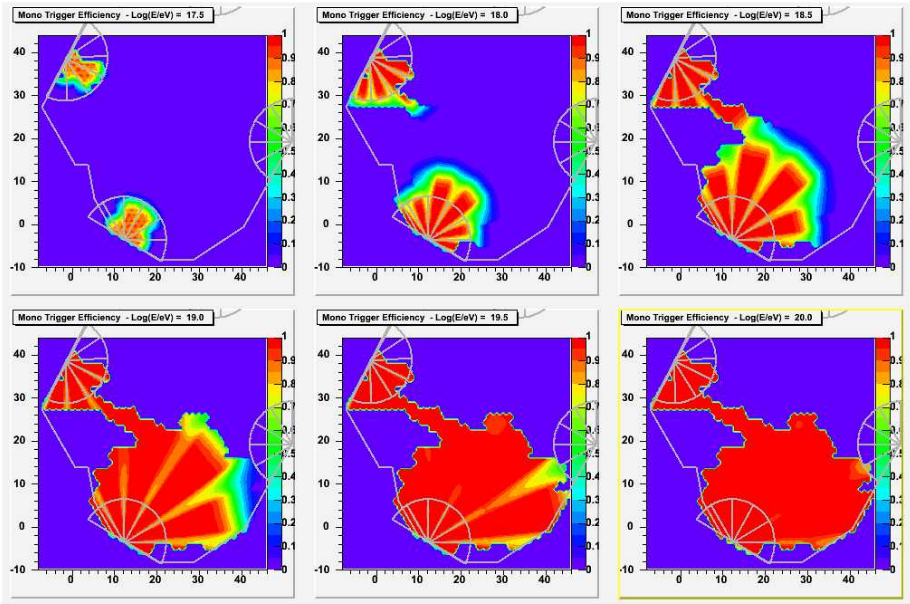



**FIG. 1.10 :** *Cartes d'acceptance hybride en août 2004, obtenues par simulation, à différentes énergies [11]. Sur les cartes du haut, on remarque que les zones couvertes par les deux télescopes centraux de Los Leones sont plus importantes que les autres : c'est l'effet des lentilles correctrices, qui n'étaient alors pas installées partout. Dans l'ordre, les énergies considérées sont* $10^{17.5}$, $10^{18}$, $10^{18.5}$, $10^{19}$, $10^{19.5}$, $10^{20}$ *eV.*

## 1.4 Sélection et reconstruction des événements

Nous présentons ici les étapes fondamentales de l'analyse des données d'Auger, précédant les études d'anisotropies. Après un rapide résumé de la physique des EAS, la procédure de sélection des événements du SD est expliquée. Les reconstructions, avec le détecteur de surface seul et en mode hybride sont résumées et l'accent est mis sur la résolution angulaire des détecteurs. Des présentations bien plus détaillées sont fournies par exemple dans [12, 13, 14].

### 1.4.1 Physique des grandes gerbes atmosphériques

#### Interactions des différents types de particules

Les grandes gerbes sont constituées d'une grande variété de particules. Nous précisons ici seulement les interactions les plus pertinentes des principales particules.

- Les électrons d'énergie $\gtrsim 100$ MeV perdent essentiellement de l'énergie dans l'atmosphère par bremsstrahlung. Il s'agit du rayonnement $\gamma$ émis à la suite des déflections successives dans le champ électrique des noyaux atmosphériques. La distance de perte d'énergie associée, exprimée en épaisseur d'atmosphère et appelée longueur de radiation, est $X_0 \sim 37\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$.
- Parallèlement, les photons d'énergie $\gtrsim 100$ MeV sont principalement sujets à la création de paires $e^+e^-$, avec la même distance caractéristique $X_0$.
- Les muons ont des énergies typiques $\sim 10^2 - 10^4$ MeV. Les plus énergétiques n'ont pas le temps de se désintégrer dans l'atmosphère. Ils ont par ailleurs des sections efficaces relativement faibles, dominées

par l'ionisation à ces énergies, ce qui fait qu'ils sont très pénétrants. La perte d'énergie moyenne est sensiblement constante à ces énergies et vaut $dE/dX \sim 2$ MeV/g cm$^{-2}$.

– Les différents hadrons entrant en jeu dans les gerbes subissent de façon compétitive désintégration et interactions avec l'air, en fonction de leurs énergies. Ainsi les pions chargés se désintègrent de manière quasi exclusive en muons, les pions neutres se désintégrant en photons. Les protons interagissent violemment avec les noyaux de l'air, en générant des mésons et des baryons comme produits de réaction.

**Développement d'une gerbe**

La particule initiant la gerbe est appelée le primaire. Dans le cas où le primaire est un noyau (Z,A), ce noyau interagit d'abord dans l'atmosphère pour créer essentiellement des mésons instables $K$ et $\pi$, chargés et neutres, et divers fragments nucléaires. Ces fragments forment la composante hadronique de la gerbe. Les mésons secondaires générés par la cascade hadronique entraînent eux-mêmes le développement d'une composante muonique et d'une composante électromagnétique. Les simulations montrent qu'au final, environ 90% de l'énergie du primaire est transférée à cette dernière, et que les photons et $e^{\pm}$ sont les particules les plus nombreuses de la gerbe : en nombre, on a environ 90% de $\gamma$, 9% de $e^{\pm}$ et 0.9% de muons.

La composante électromagnétique de la cascade est constituée de $\gamma$ produisant des paires qui à leur tour produisent des photons. Le nombre $N$ de particules croît ainsi de manière exponentielle avec la profondeur $X$ dans l'atmosphère, jusqu'à ce que l'énergie par particule passe en-dessous du seuil de production de paire à environ $E_c \sim 1$ MeV. $N$ passe ainsi par un maximum à une profondeur $X_{\max}$ telle que $N(X_{\max}) \sim E_0/E_c$, soit $X_{\max} \propto \log E_0$ où $E_0$ est l'énergie du primaire. Ce $X_{\max}$ dépend directement de l'altitude du point de première interaction du primaire. Comme cette altitude est sujette à fluctuations, le $X_{\max}$ de gerbes associées à des primaires de mêmes nature et énergie a des fluctuations intrinsèques importantes. Ainsi, pour des gerbes initiées par des protons de $\theta < 30°$ et $10^{19} < E < 10^{20}$ eV, on a $\langle X_{\max} \rangle \sim 800\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ avec une largeur de distribution de $\sim 100\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ ; pour des gerbes initiées par des noyaux de fer, $\langle X_{\max} \rangle \sim 750\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ et la largeur est $\sim 50\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$.

Par ailleurs, cette même composante électromagnétique a un développement latéral dû essentiellement aux diffusions coulombiennes dans l'air. La théorie de Molière décrit ces déflections et montre que l'extension latérale de la cascade électromagnétique a une taille caractérique, le rayon de Molière $R_M$, qui est inversement proportionnel à la densité atmosphérique. Ainsi, d'une part $R_M$ augmente lorsque l'altitude du détecteur augmente, et d'autre part, à une altitude fixée, l'extension latérale de la composante électromagnétique de la gerbe varie en fonction des conditions météorologiques.

**Modèles et incertitudes**

La physique des grandes gerbes est modélisée à l'aide de programmes de simulations complexes. À l'heure actuelle, essentiellement deux grands cadres de simulation sont disponibles, AIRES et CORSIKA. Ces programmes peuvent utiliser plusieurs modèles d'interactions hadroniques : aux basses énergies ($E_{cm} \lesssim 10$ GeV), les interactions sont relativement bien connues expérimentalement mais néanmoins les modèles numériques, comme GHEISHA ou FLUKA, peuvent légèrement différer ; aux hautes énergies, les sections efficaces proton - air doivent être extrapolées par rapport aux données des accélérateurs. En effet, pour des interactions proton - proton on a $E_{cm} \sim 2$ TeV pour le TeVatron, et 14 TeV pour le futur LHC. Pour un rayon cosmique à 1 EeV seulement, on a $\sqrt{s} \sim \sqrt{2m_{\mathrm{air}}E} \sim 40$ TeV pour une réaction avec les noyaux de l'air (oxygène ou azote). Divers modèles, dont les plus connus sont à l'heure actuelle QGSJet et SIBYLL, utilisent des philosophies différentes pour mener ces extrapolations, et du coup conduisent à des résultats différents.

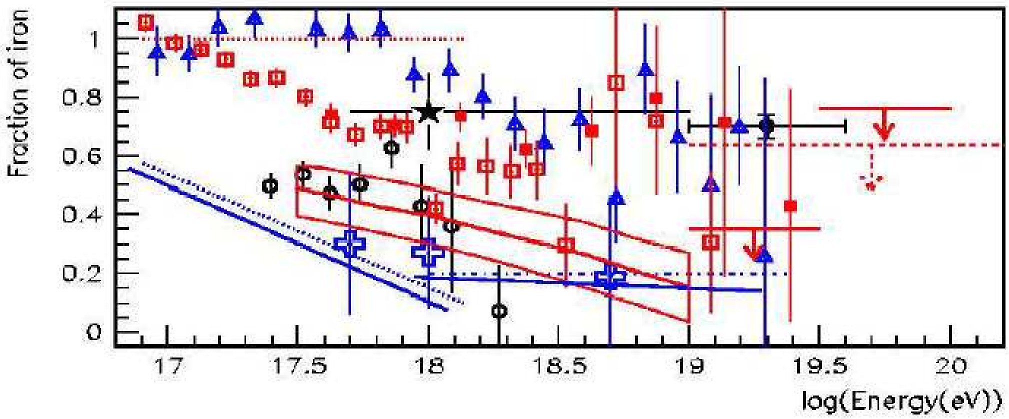



**FIG. 1.11 :** *Fraction en fer des UHECRs d'après différentes mesures [15]. Les points rouges sont obtenus par mesure de la densité de muons, en bleu à l'aide de mesures de $X_{max}$, et en noir à l'aide du rayon de courbure ou de l'étalement temporel du front de la gerbe au sol.*

♠ *Ainsi, les incertitudes associées à notre méconnaissance des interactions sont une source majeure de systématiques pour les mesures de l'énergie et de la nature des UHECRs.*

Par ailleurs, les programmes de simulations ne pouvant pas étudier la propagation individuelle de toutes les particules des gerbes de haute énergie, un algorithme de sélection est implémenté, pouvant éventuellement conduire à des biais. Le principe de cet algorithme est de ne sélectionner qu'une partie des secondaires de la gerbe en dessous d'un certain seuil en énergie, en leur accordant un certain poids statistique. Le temps de calcul est réduit mais les fluctuations sont alors forcément augmentées et la description plus grossière.

**Noyaux lourds ou légers**

Les gerbes générées par des protons ou à l'opposé des noyaux aussi lourds que du fer ont des propriétés proches, ce qui rend la discrimination difficile : les différences entre les grandeurs observables moyennes, telles que la densité de muons au sol, le $X_{\max}$, le rayon de courbure au sol, l'épaisseur du front de gerbe, sont du même ordre de grandeur que les incertitudes systématiques associées aux modèles de gerbes et que les fluctuations statistiques intrinsèques [14].

Du coup, à l'heure actuelle les résultats expérimentaux sur la nature des rayons cosmiques sont très incertains, comme le montre la figure 1.11. Il est donc possible qu'une partie des UHECRs soit constituée de noyaux lourds, et nous étudierons la propagation de tels noyaux dans le milieu intergalactique dans la partie théorique de cette thèse.

**Gerbes générées par des photons**

Les éventuelles gerbes générées par des photons à ultra haute énergie ont une phénoménologie assez différente des gerbes hadroniques. Il n'y a pas de composante hadronique. Aux plus hautes énergies, deux effets viennent s'ajouter : l'effet LPM (Landau-Pomeranchuk-Migdal) [14] ralentit le développement des gerbes, alors qu'au contraire l'interaction des photons avec le champ magnétique terrestre peut générer des pré-gerbes bien avant l'entrée dans l'atmosphère et donc accélérer le développement des gerbes. Dans ce cas, la probabilité de conversion en paire d'un photon dans le champ magnétique dépend de son azimut : une modulation en azimut de la distribution des événements aux plus hautes énergies pourrait donc être l'indice d'une présence de photons parmi les gerbes de plus haute énergie.

Les grandeurs observables prédites (densité de muons, $X_{\max}$, etc) associées aux photons sont suffisamment différentes de celles associées aux hadrons, et de celles qui sont effectivement mesurées, pour que l'on puisse placer des limites sur la fraction de photons dans les UHECRs.

#### Gerbes inclinées et neutrinos

On parle de gerbes inclinées pour des gerbes d'angle zénithal $\theta \geq 60°$. L'épaisseur d'atmosphère traversée par les gerbes dont le primaire est un noyau augmente très vite avec $\theta$. À grand $\theta$, la distribution des particules au sol est donc largement modifiée : seule subsiste la composante muonique de la gerbe, car les muons les plus énergétiques, produits à la fin de la composante hadronique, n'ont pas le temps de se désintégrer. L'étalement temporel de ce reste de gerbe est faible. Par ailleurs, la symétrie cylindrique de la gerbe par rapport à son axe de développement est perdue à cause d'effets géomagnétiques.

♠ *La bonne réponse des cuves Auger aux muons et le trigger « 4C1 » dédié font qu'un grand nombre de telles gerbes inclinées sont observées avec le SD.*

D'éventuels neutrinos d'ultra-haute énergie, en arrivant sous incidence rasante, peuvent générer dans l'atmosphère une gerbe jeune, c'est-à-dire avec un point de première interaction profond dans l'atmosphère, grâce à leur faible section efficace. La détection de ces particules est ainsi possible. La sensibilité d'un observatoire comme Auger est même augmentée dans le cas des $\nu_\tau$, qui peuvent interagir avec la Terre et génerer ainsi un $\tau$ dont la durée de vie est telle que sa désintégration peut survenir dans l'atmosphère et former des gerbes ascendantes.

### 1.4.2 Sélection des événements du SD

Un niveau de trigger supplémentaire, le T4, est implémenté *offline* pour ne conserver que des événements dont on est pratiquement sûr qu'ils correspondent à des gerbes. Un événement SD sera ainsi promu « physique » s'il s'agit d'un 3ToT, ou bien d'un 4C1 (4 cuves ToT ou Threshold dans la première couronne entourant la station centrale, définie comme celle qui accumule le plus de signal).

Nous avons vu sur les cartes du détecteur que, à cause de contraintes matérielles, le réseau, encore inachevé, a une structure assez irrégulière. De plus, un certain nombre de cuves peuvent être temporairement en panne au cœur du réseau. Un événement situé au bord du réseau, ou dont le cœur est proche de cuves en pannes, peut être mal reconstruit. Pour assurer une bonne qualité de reconstruction, un niveau de trigger dit « de qualité », le T5, existe. Au stade actuel de l'expérience (réseau inachevé), sa définition est encore variable : nous considérerons dans toute la suite comme T5 (dit T5 strict) un événement dont la cuve ayant reçu le plus de signal est entourée de 6 cuves qui fonctionnent, c'est-à-dire dont l'activité en termes de T2 est correcte. Pour l'ICRC 2005 (conférence de l'été 2005 où ont été publiés de premiers résultats), un T5 plus lâche a été appliqué, exigeant seulement 5 cuves en fonctionnement autour de la cuve dite « la plus chaude », et que le cœur reconstruit de la gerbe soit entouré de 3 cuves qui fonctionnent.

L'acceptance géométrique associée au T4 - 3ToT revient donc à compter des triangles, alors que celle associée au T5 strict se compte en hexagones. Les effets de bords du réseau ainsi que les cuves en panne font que le rapport entre ces deux quantités géométriques n'est pas trivial (il vaudrait 1/2 pour un réseau parfait), et doit être pris en compte, comme le montre la Fig. 1.12.

### 1.4.3 Reconstruction par le SD

Un événement SD consiste donc essentiellement en une série de temps d'arrivées $t_i$ dans les cuves de coordonnées $\vec{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$ touchées par une gerbe, et une série de signaux temporels associés. On peut se

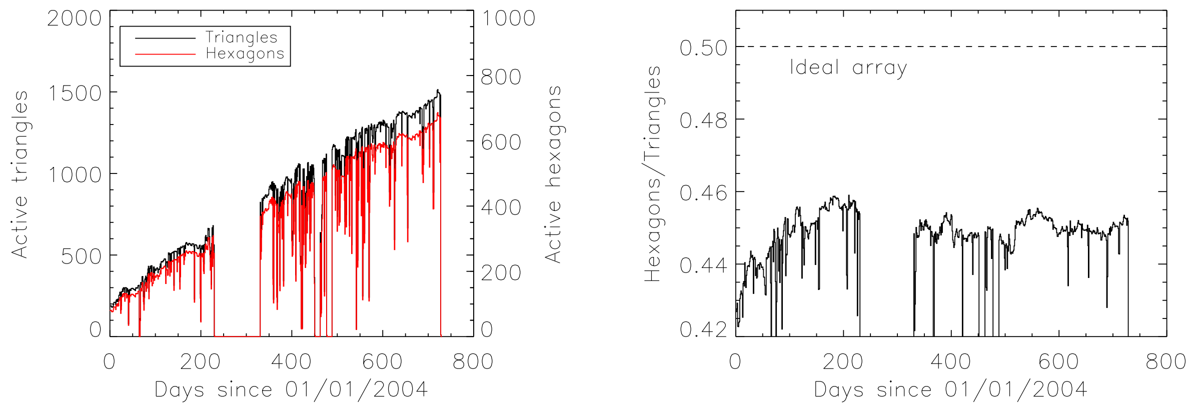



**FIG. 1.12 :** *Gauche : nombre d'hexagones et de triangles de stations actives par jour pendant les deux premières années d'acquisition. Le trou principal correspond à la période du « bug Ct », non prise en compte. Droite : rapport hexagones/triangles ; dans le cas d'un réseau idéal ce rapport vaudrait 0.5.*

contenter, pour une reconstruction simple, d'utiliser le signal intégré en temps et moyenné sur les 3 PMTs dans chaque cuve, noté $S_i$, et mesuré en VEM.

♠ *La forme des signaux est une information importante supplémentaire, en particulier pour effectuer des discriminations sur la nature du primaire.*

Nous exposons ici brièvement les grandes lignes de la procédure de reconstruction utilisée dans Auger de façon standard, et au développement de laquelle l'APC a en particulier contribué. Les détails et subtiles nuances entre différentes reconstructions sont développés dans [13] ou [14] par exemple. Le but est d'obtenir, à partir de ces informations, les propriétés géométriques de la gerbe (dont la direction d'arrivée), et la distribution latérale du signal dans les cuves.

1. La position $\vec{r}_c$ du cœur de la gerbe est estimée une première fois en prenant le barycentre (pondéré par les $\sqrt{S_i}$) des cuves formant le triangle élémentaire ayant reçu le plus de signal.
2. La direction $\vec{d}$ du front de gerbe est estimée une première fois, indépendamment de $\vec{r}_c$, en supposant le front de la gerbe plan, ce qui revient à minimiser le $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum_i \left( \frac{t_i - T_0 + \vec{d} \cdot \vec{r}_i / c}{\sigma_0} \right)^2$$

   $T_0$ est l'instant de l'impact de la gerbe au sol. À ce stade, $\sigma_0$ est simplement l'incertitude sur la mesure des $t_i$ associée à la résolution temporelle des signaux des FADC.
3. La géométrie de la gerbe étant contrainte, on ajuste une fonction de distribution latérale (LDF) $S(r)$ des signaux en fonction de la distance entre les cuves et l'axe de la gerbe. Plusieurs paramétrisations existent, basées sur des simulations, mais le point essentiel est que, comme le pas du réseau est de 1500 m, la valeur $S(1000) \equiv S(r = 1000\,\mathrm{m})$ est relativement indépendante du choix de la LDF. L'ajustement de la LDF permet donc d'obtenir un estimateur pour $S(1000)$. Ce faisant, $S(1000)$ n'est pas le seul paramètre libre lors de cet ajustement : la position du cœur peut aussi varier, à partir de sa valeur estimée par la méthode barycentrique. Pour les mêmes raisons purement géométriques, la valeur estimée de $S(1000)$ est relativement indépendante de la valeur exacte de la position du cœur : plus précisément, l'incertitude sur $S(r)$ engendrée par l'incertitude sur la position du cœur est minimale pour $r \sim 1000$ m.

### Courbure de la gerbe

Le front de la gerbe a une courbure non nulle, dont la valeur est reliée à l'altitude du point de première interaction de la gerbe, ou à son $X_{\max}$. Si le nombre de stations touchées est $\geq 4$, on dispose de suffisamment d'informations temporelles pour prendre en compte cette courbure dans la procédure de reconstruction. L'ajustement de $\vec{d}$ est alors obtenu avec le $\chi^2$ plus élaboré :

$$\chi^2 = \sum_i \left( \frac{t_i - T_0 + \vec{d} \cdot (\vec{r_i} - \vec{r_c})/c - r_i^2/2Rc}{\sigma_i} \right)^2$$

Un paramètre libre supplémentaire, $R$, est ainsi introduit. Les $\sigma_i$, qui jouent un rôle de poids dans le $\chi^2$ et donc dans l'estimation précise de la direction d'arrivée, peuvent aussi être plus précisément décrits si l'on connaît déja raisonnablement bien la géométrie de la gerbe :

$$\sigma_i^2 = \sigma_0^2 \times (1 + (r_i/r_c)^4 \cos^2 \theta)$$

À grande distance du cœur, le front de gerbe voit en effet son épaisseur augmenter, ce qui augmente l'incertitude sur le temps d'arrivée. Par ailleurs, le terme correctif $r_i^2/2Rc$ est valable à faible courbure. Rien n'empêche en fait de prendre en compte la courbe réelle d'un front de gerbe sphérique, ce qui revient (voir Fig. 1.13) à avoir un rayon de courbure variable :

$$R(\vec{r_i}) = R_0 - \vec{r_i} \cdot \vec{d}$$

Cela rend l'ajustement encore plus non-linéaire, mais le biais systématique sur la détermination de $\theta$ est atténué [GAP Note 2003-108].

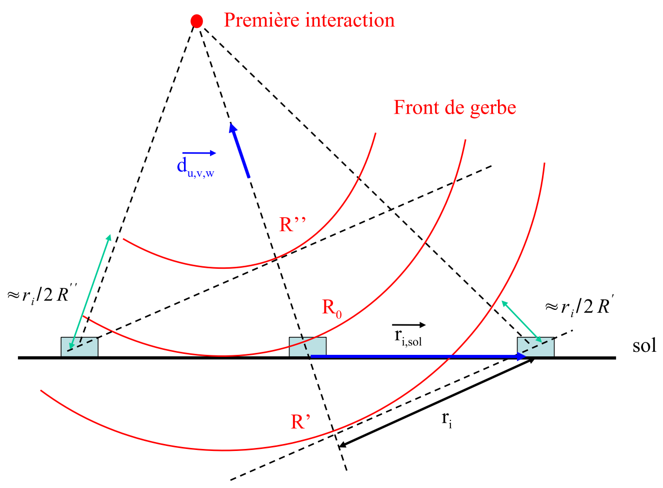



**FIG. 1.13 :** *Géométrie du front de gerbe et courbure variable. $R_0$ est le rayon de courbure au niveau du cœur de la gerbe. Le rayon de courbure est plus faible pour les stations en amont et plus élevé pour les stations en aval.*

### Autres subtilités de l'ajustement

Nous ne faisons ici que mentionner trois points critiques pour la détermination la plus précise possible de la direction d'arrivée de la gerbe et de son $S(1000)$.

– **Stations silencieuses.** Il faut prendre en compte les stations proches de la gerbe mais qui n'ont pas déclenché de T2. Le signal dans ces cuves doit alors être $\lesssim$ 3 VEM. Une façon de le faire est par exemple d'écrire le $\chi^2$ de l'ajustement de la LDF sous la forme :

$$\chi^2 = \sum_i \left( \frac{\mathrm{LDF}(r_i) - S_i}{\sigma_i} \right)^2 + \sum_{\text{cuves silencieuses}} \left( \frac{\mathrm{LDF}(r_j)}{3\,\mathrm{VEM}} \right)^2$$

– **Saturation.** À l'opposé, certaines gerbes de faible angle zénithal et d'énergie élevée peuvent saturer la cuve la plus proche du cœur. Plusieurs stratégies sont envisagées pour traiter ce problème important. On peut appliquer un traitement similaire au cas des cuves silencieuses, mais on peut aussi essayer d'estimer le signal non-saturé correspondant en utilisant la forme des signaux des PMTs après la saturation.
– **Asymétrie.** Il existe une asymétrie des signaux entre l'amont et l'aval des gerbes, due d'une part à la différence de parcours dans l'atmosphère et d'autre part aux réponses différentes des cuves dues à leur propre géométrie. Les effets d'asymétrie peuvent être corrigés en modifiant la LDF, en la faisant dépendre de l'angle azimutal des cuves dans le plan de la gerbe.

À la fin de cette procédure de reconstruction, on dispose essentiellement des paramètres géométriques de la gerbe : position du cœur $(x_c, y_c)$, angles zénithal $\theta$ et azimutal $\phi$, et d'un estimateur du signal dans les cuves à 1000m, $S(1000)$. Il reste à estimer l'énergie $E$ du primaire. $S(1000)$ dépend essentiellement en moyenne de $E$, $\theta$ et de la nature du primaire.

♠ *Les choses sont différentes pour la reconstruction des gerbes inclinées ($\theta \geq 60 - 70°$), pour lesquelles les asymétries et les effets géomagnétiques sont tels que l'on utilise des cartes de densité de muons au sol plutôt que le $S(1000)$ pour reconstruire l'énergie.*

#### Estimation de l'énergie

Toute la difficulté est donc maintenant de trouver la loi de « conversion » $S(1000) = f(E, \theta)$, qui une fois inversée permet de remonter à l'énergie. Avec Auger, deux stratégies complémentaires peuvent être utilisées :

1) Dans le cadre d'une analyse « pure SD », on doit faire une hypothèse sur la nature du primaire (essentiellement proton ou fer), recourir à des simulations de gerbes engendrées par ce primaire, puis à des simulations du détecteur. Les résultats de cette chaîne permettent alors de modéliser la LDF et surtout d'estimer $S(1000)$ pour un jeu (nature, énergie, $\theta$) donné. On obtient typiquement des paramétrisations de la forme :

$$S(1000) \sim P(\sec\theta) \times E^{0.95}$$

où $P$ est un polynôme de degré 3. Le problème est que l'on génère ainsi des systématiques incontrôlées dues aux incertitudes sur les modèles de gerbes. Les incertitudes sur la réponse des détecteurs aux différentes composantes de la gerbe sont aussi non-négligeables. On dépend de plus de l'hypothèse sur la nature du primaire.

2) On peut au moins estimer de façon empirique la dépendance en $\theta$ de $S(1000)$. Cela suppose explicitement que l'on peut factoriser les dépendances en $\theta$ et en $E$ de $S(1000)$. On utilise alors le fait que le ciel est isotrope pour les UHECRs.

♠ *Nous reviendrons bien sûr sur cette hypothèse ! En fait nous montrerons explicitement que* ***le raisonnement établi ici reste valable même en levant de façon raisonnable cette hypothèse d'isotropie****, ce qui est un point crucial pour valider cette méthode.*

La distribution en $\theta$ des événements au-dessus d'une certaine énergie est alors parfaitement connue lorque l'acceptance du détecteur est saturée : $dN/d\cos^2\theta = C^{te}$, ceci pour des raisons géométriques simples sur lesquelles nous reviendrons. On applique alors la procédure suivante :

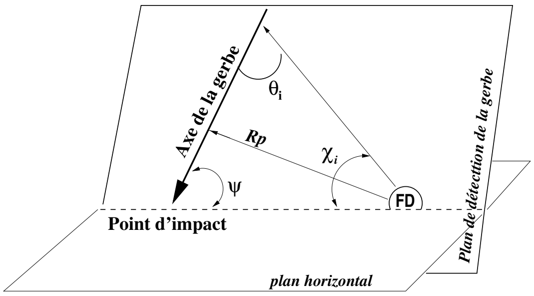



**FIG. 1.14 :** *Paramètres géométriques de la gerbe pour la reconstruction hybride.*

1. À un nombre d'événements $I_0$ par unité de $\cos^2\theta$ fixé, on peut déterminer à partir des événements une fonction empirique $S(1000)(\theta)$ telle que l'on ait pour chaque $\theta$ un nombre constant d'événements dont le $S(1000)$ soit supérieur à cette fonction : $I(> S(1000)(\theta)) = I_0$. Cette fonction est appelée $CIC(\theta)$, pour Constant Intensity Cut.
2. En appliquant les hypothèses précédentes on en déduit que pour un événement donné $(S(1000), \theta)$, le paramètre $S_{38} = S(1000)/CIC(\theta)$ (on normalise $CIC$ à $\theta = 38°$ par convention) ne dépend que de l'énergie du primaire.
3. Il reste donc à estimer la relation $S_{38} = f(E)$.

Dans le cadre de l'analyse SD seul, on est obligé de recourir aux simulations, ce qui ne nous avance guère. Par contre, *si l'on considère que la reconstruction en énergie par le FD est fiable*, on peut pour les événements golden hybrides ajuster empiriquement (par une loi de puissance) la relation $S_{38} = f(E_{FD})$. On a ainsi le moyen d'estimer l'énergie de **tous** les événements du SD d'une manière moins dépendante de la simulation des gerbes et de l'hypothèse sur le primaire, car l'estimation de $E_{FD}$ en est relativement peu dépendante (voir plus loin).

♠ *Notons par contre que : a) Cette méthode « hérite » bien sûr des systématiques du FD. b) Elle repose explicitement sur la factorisabilité de $S(1000)(E,\theta)$, c'est-à-dire sur le fait que la courbe $CIC(\theta)$ ne dépend pas de $E$ ; cela pourrait ne pas être le cas en particulier si la nature des UHECRs change avec l'énergie. c) Il faut être au-dessus du seuil d'acceptance pour calculer la courbe $CIC(\theta)$.*

### 1.4.4 Reconstruction hybride

Par « reconstruction hybride », on entend essentiellement la reconstruction FD avec en plus l'utilisation des données temporelles du SD, qui améliorent la reconstruction de la géométrie de la gerbe.

#### Géométrie de la gerbe

Les paramètres géométriques sont représentés sur la Fig. 1.14. La géométrie des pixels déclenchés permet de très bien contraindre l'angle du plan de la gerbe (précision $\sim 0.3°$). La suite de la reconstruction dépend des conditions d'observation de la gerbe :

- **FD seul - stéréo.** La gerbe étant observée depuis deux sites, on peut déterminer deux plans de gerbe et leur intersection fournit toute la géométrie de la gerbe avec précision. La résolution angulaire dans ce cas est inférieure au degré.
- **FD seul - mono.** Le paramètre d'impact $R_p$ et l'angle $\Psi$ entre l'axe de la gerbe et l'horizontale sont mesurés en utilisant les temps d'arrivée $t_j$ de la lumière dans les pixels successifs de la caméra. L'incertitude résultante sur $\Psi$ est énorme, de l'ordre de $10°$. Ainsi, la distribution de probabilité de la direction

d'arrivée est très asymétrique : sur les deux angles déterminant cette direction, l'un est connu environ 10 fois mieux que l'autre. Les contours de probabilité sont des ellipses allongées. Cette situation complique en particulier l'analyse des anisotropies des événements HiRes mono (qui ne pouvaient être hybrides).

– **Hybride mono.** Par rapport à la situation précédente, l'information fournie par les temps $t_i$ d'arrivée de la gerbe dans les cuves augmente considérablement la précision de la reconstruction sur $R_p$ et $\Psi$ car ces temps supplémentaires sont nettement plus tardifs que ceux du FD, et permettent donc d'avoir un « bras de levier » significatif dans l'ajustement de la position de la gerbe en fonction du temps. Le temps fourni par une seule cuve suffit : on a ainsi des événements hybrides à des énergies qui sont pourtant en-dessous du seuil de détection du SD seul. La difficulté technique principale pour cette opération est de synchroniser en temps avec précision le FD et les cuves, ce qui est vérifié avec la cuve Céleste (voir plus haut).

Ainsi, l'utilisation des données SD permet d'avoir une résolution angulaire inférieure ou de l'ordre du degré pour tous les événements du FD, même ceux de basse énergie qui sont forcément mono, ce qui n'était pas le cas de HiRes.

#### Profil longitudinal et énergie $E_{FD}$

En utilisant la calibration absolue des pixels des caméras, et en soustrayant le signal de fond, on accède à une mesure directe du nombre de photons UV générés par la gerbe et reçus au niveau du bâtiment FD. La lumière de fluorescence étant émise de façon isotrope, et connaissant par ailleurs la géométrie de la gerbe, le nombre de particules chargées en fonction de la profondeur dans l'atmosphère s'en déduit moyennant la connaissance des paramètres suivants :

– Le rendement de fluorescence du diazote de l'air dans la bande de longueur d'onde considérée. Les incertitudes sur ce paramètre physique sont étonnement élevées, de l'ordre de 10% (et même bien plus pour certaines raies d'émission) ; par ailleurs le rendement de fluorescence dépend des conditions atmosphériques. Des études visant à quantifier le mieux possible ce rendement sont en cours.
– L'épaisseur optique de l'atmosphère dans la bande de longueur d'onde considérée. Celle-ci dépend beaucoup des conditions atmosphériques : profil de pression avec l'altitude, concentration en aérosols, ce qui justifie les efforts menés en termes de surveillance de l'atmosphère.

Par ailleurs, la lumière de fluorescence est contaminée par l'émission Čerenkov due aussi à la gerbe :

- émission Čerenkov directe, émise par les particules de la gerbe. Il s'agit de la lumière collectée par les télescopes modernes comme HESS pour étudier les gerbes, se développant à très haute altitude, générées par les photons et les rayons cosmiques au TeV. Cette émission étant très collimatée vers l'avant, elle a une contribution importante pour les gerbes inclinées qui se dirigent « vers » le télescope de fluorescence.
- émission Čerenkov indirecte due à la diffusion par l'atmosphère de la lumière Čerenkov directe. Cette émission indirecte constitue une pollution importante quelle que soit la direction de la gerbe, dans les régions où l'atmosphère est dense c'est-à-dire à grand $X$. Elle dépend par ailleurs beaucoup des conditions atmosphériques. Pour obtenir la courbe $N_e(X)$ du profil longitudinal de la gerbe, il faut donc modéliser et soustraire ces contaminations Čerenkov, ce qui apporte des incertitudes supplémentaires.

Le profil longitudinal est alors ajusté par une fonction modèle de la forme :

$$N_e(X) = N_{\max} \left( \frac{X - X_1}{X_{\max} - X_1} \right)^{\frac{X_{\max} - X_1}{\lambda}} e^{\frac{X_{\max} - X}{\lambda}}$$

$X_1$ est la profondeur du point de première interaction et $\lambda$ une longueur d'atténuation. L'énergie associée à la composante chargée de la gerbe est alors obtenue en intégrant ce profil longitudinal. On voit donc que sa mesure ne dépend à aucun moment de la modélisation précise de la gerbe. Par contre, la fraction « manquante » d'énergie (neutrinos, énergie des muons au sol) est estimée à partir des modèles de gerbe (et de l'hypothèse sur le primaire) ; elle est de l'ordre de 10% et doit être rajoutée ainsi « à la main » pour estimer l'énergie du primaire $E_{FD}$.

♠ *Ainsi, seuls* $\sim$ 10% *de* $E_{FD}$ *sont dépendants des simulations de gerbes et de l'hypothèse sur la nature du primaire, ce qui confère un grand avantage sur le SD pour l'estimation de l'énergie. Il ne faut cependant pas oublier les systématiques propres au FD : rendement de fluorescence, conditions atmosphériques, calibration des caméras.*

### 1.4.5 Les résolutions angulaires

Nous nous attardons sur les résolutions angulaires d'Auger étant donnée leur importance pour l'étude des anisotropies à petite échelle. Donnons d'abord la définition exacte de la résolution angulaire. Un rayon cosmique venant de la direction $(\theta_0, \phi_0)$ est reconstruit avec des incertitudes $(\Delta\theta, \Delta\phi)$ ($\Delta\phi$ varie comme $1/\sin\theta$ car une variation élémentaire d'angle solide s'écrit $\sin\theta d\phi$ à $\theta$ constant). La distribution de probabilité *unidimensionnelle* par rapport à $\Theta$, l'angle entre la direction vraie et la direction reconstruite, est de la forme $dp/d\Theta \sim \Theta\, \exp(-\Theta^2/2\sigma^2)$ dans la limite des petits angles, avec pour $\sigma$ :

$$\sigma^2 = \frac{1}{2}(\Delta\theta^2 + \sin^2\theta\, \Delta\phi^2)$$

La résolution angulaire est par définition la valeur $\Theta_c$ qui inclut 68% de cette loi de probabilité, ce qui correspond à un coutour « à 1 sigma ». On calcule donc $\Theta_c$ avec la relation :

$$\int_0^{\Theta_c} \frac{dp}{d\Theta} d\Theta = 0.68 \times \int_0^{\infty} \frac{dp}{d\Theta} d\Theta$$

Cela conduit à $\Theta_c = \sigma\sqrt{-2\ln(1-0.38)} \simeq 1.5\,\sigma$.

#### Résolution hybride

La résolution angulaire hybride est déterminée expérimentalement à l'aide des observations de tirs CLF, qui permettent de mesurer, pour les événements laser, une résolution angulaire de $0.3°$. En fait, cette résolution est dégradée pour les gerbes plus proches du télescope, car le nombre de pixels détectant ces gerbes est alors plus faible. On estime que la résolution hybride moyenne est de $0.6°$.

#### Résolution du SD

Les algorithmes de reconstruction des événements SD permettent d'estimer l'incertitude sur la direction d'arrivée reconstruite pour chaque événement. La tendance la plus importante est que la résolution angulaire est meilleure lorsque le nombre de cuves touchées augmente, c'est-à-dire lorsque $\theta$ augmente à $E$ fixée (pour $\theta \leq 60°$) ou lorsque $E$ augmente à $\theta$ fixé.

Par ailleurs, on peut vérifier cette estimation de la résolution angulaire en comparant les directions d'arrivée hybride et SD pour les événements hybrides (Fig. 1.15). L'accord entre les résultats de cette comparaison et la résolution angulaire du SD est relativement raisonnable. À titre d'indication, les résolutions angulaires officielles (conservatives) annoncées à l'ICRC en 2005 sont de $2.2°$ pour les événements à 3 cuves ($E \gtrsim 1$ EeV), $1.7°$ pour 4 cuves et $1.4°$ pour 5 cuves et plus ($E \gtrsim 8$ EeV).

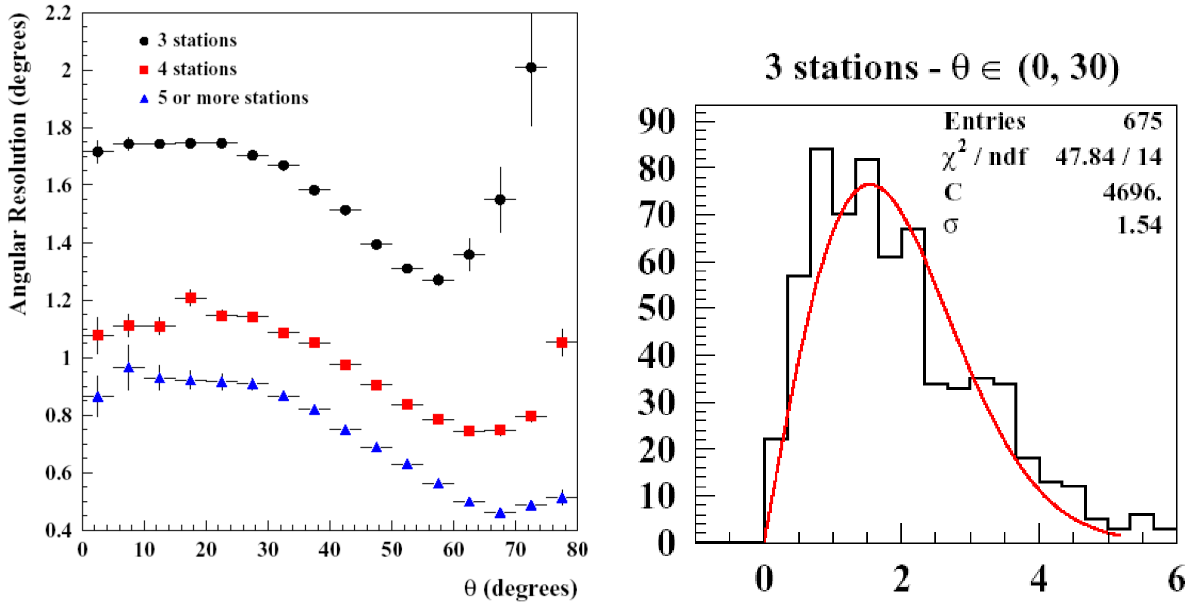



**FIG. 1.15 :** *Gauche : Résolution angulaire estimée (SD seul), en fonction du nombre de cuves de l'événement et de son angle d'incidence. Droite : comparaison entre les directions d'arrivée reconstruites FD et SD pour les hybrides avec 3 cuves touchées. On utilise cette comparaison pour calculer des résolutions angulaires plus conservatives que celles obtenues avec la reconstruction du SD seul.*

## Peut-on détecter la Lune avec Auger ?

Les déflections des UHECRs entre la Lune ou le Soleil et l'Observatoire étant quasi-nulles, on devrait observer la Lune et le Soleil, de diamètres angulaire $0.5°$, dans le cas d'une très bonne résolution angulaire et d'une statistique infinie. Des expériences de rayons cosmiques à plus basse énergie l'ont fait [16]. Évidemment, cela ne peut être envisagé qu'avec le SD ! Nous montrons ici que cette tâche s'avèrera difficile mais pas forcément impossible. On considère $N$ événements observés avec une résolution angulaire $\Theta$. Notons $2\theta$ le diamètre angulaire de la Lune. Statistiquement, on a le meilleur espoir de détection en considérant les événements en provenance d'un disque de rayon $\Theta$, centré sur la Lune, et donc mobile bien sûr. En supposant que l'expérience couvre uniformément un angle solide de $2\pi$, le nombre d'événements attendus dans ce disque est :

$$n \sim \frac{N}{2\pi}\pi\Theta^2 = \frac{N\Theta^2}{2}$$

Il faut détecter un déficit de $\delta \sim N\theta^2/2$ parmi ces $n$ événements. Avec une grossière approximation gaussienne, on sera à $p$ sigmas si $\delta \sim p\sqrt{n}$. Cela donne la condition, les angles étant exprimés en radians :

$$\frac{N}{\Theta^2} \sim \frac{2p^2}{\theta^4}$$

La résolution angulaire $\Theta$ varie assez lentement avec le seuil en énergie, alors que $N$ varie bien plus vite. On a donc intérêt à utiliser tous les événements disponibles et, avec $\Theta \sim 2°$, on obtient la condition suivante pour une détection à « 3 sigmas » : $N \sim 50$ millions d'événements. Cela est considérable et inaccessible pour l'instant, néanmoins à 200000 événements de basse énergie par an, il y en aura 40 millions en 20 ans, et les calculs précédents n'ont pris en compte que la Lune : le Soleil permet de doubler la statistique effective. Il est donc possible, mais loin d'être certain, que l'on puisse détecter ces astres avec Auger vers la fin de l'expérience ! La distribution des angles avec la Lune et le Soleil pour les 2 premières années de prise de données est représentée ci-dessous.

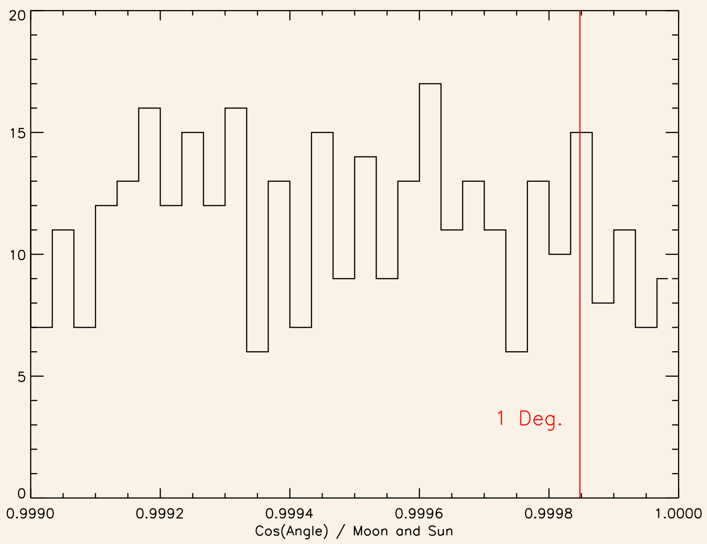



**Figure :** *Distribution des angles entre les événements des deux premières années et la Lune et le Soleil (les deux distributions sont additionnées). On considère les cosinus de ces angles afin d'avoir la même statistique dans chaque bin (effet d'angle solide).*

# Chapitre 2

# De l'acceptance à la couverture du ciel d'Auger Sud

L'étude des anisotropies des rayons cosmiques n'est possible que si l'on connaît le nombre d'événements attendu dans chaque direction du ciel dans l'hypothèse isotrope. Il faut donc déterminer ce que nous appellerons la couverture du ciel associée à un lot donné d'événements. L'études des anisotropies aux énergies élevées est limitée par la statistique disponible, si bien que dans ce cas une estimation simple et approximative de la couverture du ciel est suffisante.

Néanmoins, l'Observatoire Auger a aussi accumulé une statistique impressionnante à plus « basse » énergie, autour de l'EeV. Il est alors justifié de rechercher des anisotropies à grande échelle dans le rayonnement cosmique à cette énergie, qui pourraient signer une transition galactique-extragalactique. Il s'agit donc de rechercher des anisotropies de faible amplitude, de l'ordre du pourcent, avec une large statistique. Pour mener cette tâche, il est indispensable de contrôler la couverture du ciel avec une précision de l'ordre du pourcent, ce qui nécessite de maîtriser parfaitement l'acceptance et la stabilité du détecteur. La première partie de ce chapitre est donc entièrement dédiée à l'étude des systématiques qui existent sur l'évolution temporelle de l'acceptance du détecteur de surface, en particulier à basse énergie. La seconde partie décrit ensuite les méthodes d'estimation de la couverture du ciel dans diverses situations.

Ce chapitre est basé en partie sur les notes internes [GAP Note 2003-105], [GAP Note 2004-040], [GAP Note 2004-041], [GAP Note 2004-042], et [GAP Note 2006-028].

## 2.1 Effets fins d'acceptance

Le but de cette section est d'étudier de manière approfondie les modulations temporelles du taux d'événements observés par Auger au cours des deux premières années de prise de données. Ce taux d'événements que nous noterons $\mathcal{R}(t)$ varie pour diverses raisons :

- Le réseau est en construction permanente, ce qui fait que $\mathcal{R}$ augmente en moyenne au cours du temps.
- Il y a, inévitablement, un certain nombre d'instabilités dans l'acquisition des données. Celles-ci se situent à plusieurs niveaux : à l'échelle d'une cuve individuelle qui peut connaître des dysfonctionnements, ou bien au niveau plus élevé de l'acquisition centrale pour diverses raisons.
- Pour compliquer la tâche, le taux d'événements est aussi très significativement influencé par les conditions météorologiques sur le site.

Les études visant à quantifier tous ces effets ont été motivées initialement, dans le cadre de cette thèse, par le besoin de calculer la carte de couverture du ciel, mais il est évident qu'elles ont une portée bien plus large. D'une part, il s'agit de contrôler la stabilité et la qualité de la prise de données, ce qui est en lien direct avec la tâche de monitoring du SD dans laquelle l'APC est largement impliqué. Par ailleurs, l'étude des effets météorologiques, sur lesquels nous nous attarderons, peut fournir des informations intéressantes sur la physique des gerbes : nous montrerons ainsi qu'il n'est pas exclu que les estimateurs d'énergie des événements du SD soient légèrement biaisés par la variabilité des conditions atmosphériques.

L'analyse de ces effets a été menée de manière assez « chaotique », chaque trimestre de prise de données apportant ses bonnes et mauvaises surprises. Les lignes qui suivent sont une synthèse des résultats obtenus au début de 2006 sur l'évolution temporelle de l'acceptance du SD, mais 1) pour des raisons de clarté, elles ne reflètent pas du tout les cheminements d'idées et de résultats qui ont permis d'en arriver là ; 2) il est probable que certains des points décrits ici deviennent rapidement obsolètes, en particulier une fois que le détecteur sera complètement achevé.

### 2.1.1 Stabilité du taux de déclenchement au niveau d'une cuve

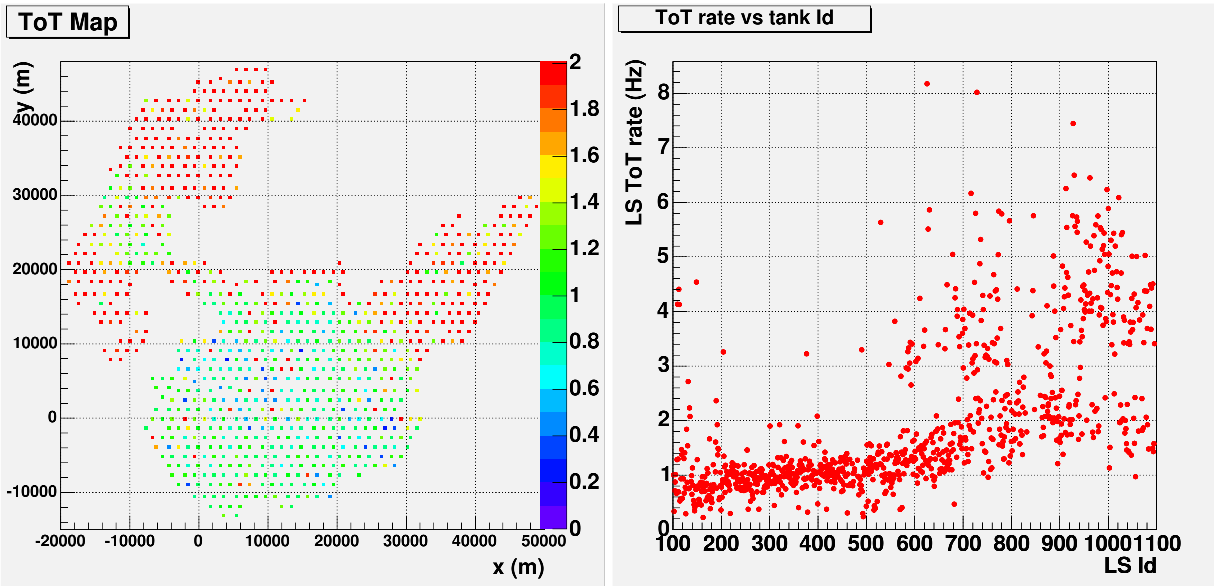



**FIG. 2.1 :** *Gauche : carte du SD à la fin de décembre 2005. Les différentes couleurs représentent le taux de ToT, moyenné sur une période de 10 jours, l'échelle étant exprimée en Hz. Droite : Représentation de ces mêmes taux de ToT en fonction du numéro de la cuve. Les cuves de numéros* $< 100$ *sont celles de l'Engineering Array, et ont toutes été arrêtées en 2004.*

La plupart des événements Auger sont basés sur le trigger 3ToT, décrit au chapitre 1, consistant en trois cuves passant la condition ToT. L'étude du comportement du taux de ToT des stations est donc nécessaire avant d'étudier le taux des événements construits par Ct (le trigger central).

#### Uniformité sur le réseau du taux de ToT

La carte du taux de ToT moyen en décembre 2005 sur le réseau est montrée sur la Fig. 2.1 (gauche). Le taux de ToT n'est pas uniforme, certaines régions du réseau ayant un taux de ToT visiblement bien plus élevé que le taux de $\sim 1.6$ Hz nominal. En représentant le taux de ToT en fonction du numéro de la cuve (classées grosso modo par ordre de mise en service), on voit qu'en fait le taux est raisonnablement uniforme pour les numéros $\leq 600$. Il y a deux points à noter :

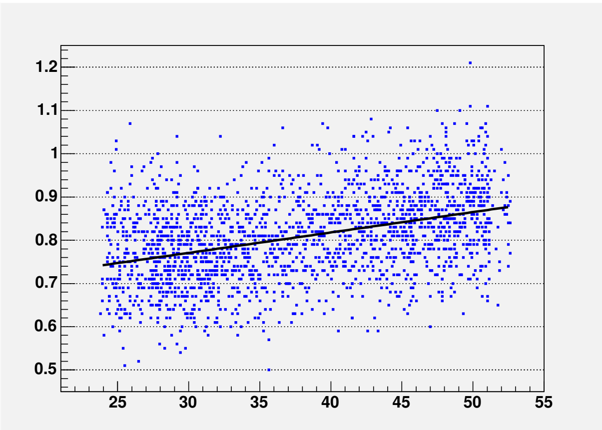
– D'une part, les cuves ont toujours un taux de déclenchement relativement élevé au moment de leur mise en service. Ce taux diminue ensuite lentement (en quelques mois), jusqu'à sa valeur nominale. Ce processus de « stabilisation » est peut-être dû à l'évolution de la qualité de l'eau dans les cuves. Initialement, l'eau est parfaitement purifiée et donc transparente, ce qui augmente l'amplitude des signaux vus par les PMTs. Pour toutes sortes de raisons la qualité de l'eau peut lentement se dégrader au cours du temps, ce qui diminue ainsi le taux de ToT. Il a été montré qu'il s'agit d'un phénomène de relaxation avec une constante de temps de quelques mois, la qualité de l'eau restant ensuite stable (évidemment, on ne peut prédire ce qu'il en sera dans 10 ans).

– D'autre part, la dispersion du taux de ToT est bien trop élevée pour les cuves de numéro $\gtrsim 600$. Il y a donc une très grande proportion de cuves très instables parmi celles-ci. Ce phénomène est d'autant plus inquiétant qu'il n'est pas encore compris à ce jour.

**Dépendance du taux de ToT avec la température**

L'électronique des cuves est soumise à des fluctuations de température $T_E$ importantes dans les champs, ce qui fait que l'évolution d'un certain nombre de paramètres fondamentaux des cuves est sensible à la température. En particulier, le taux de ToT des cuves individuelles est en moyenne corrélé avec $T_E$. À titre d'exemple, la distribution du taux de ToT en fonction de $T_E$ est représentée sur la Fig. 2.2 (gauche), pour la station 489 qui est en bon état de marche. On peut ajuster ainsi pour chaque cuve un coefficient $\alpha_{T_E}$ tel que le taux moyen de ToT $f_{\mathrm{ToT}}$ s'écrive :

$$f_{\mathrm{ToT}} \sim C + \alpha_{T_E} \cdot T_E$$



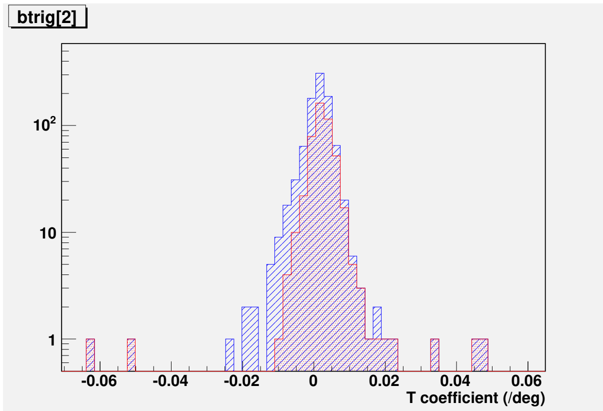




**FIG. 2.2 :** *Gauche : distribution du taux de ToT en fonction de la température de l'électronique pour la cuve 489 durant une période de 10 jours en décembre 2005, et ajustement linéaire associé. Droite : distribution des coefficients $\alpha_{T_E}$ pour l'ensemble des stations (histogramme bleu), et pour les stations de numéro inférieur à 600 (histogramme rouge).*

La distribution de ces coefficients $\alpha_{T_E}$ pour l'ensemble des 914 cuves en fonctionnement en décembre 2005 est représentée sur la Fig. 2.2 (droite). On observe ainsi que la dispersion des $\alpha_{T_E}$ est bien plus grande que la valeur moyenne : beaucoup de cuves ont un coefficient $\alpha_{T_E} \leq 0$. De tels coefficients négatifs sont en particulier obtenus pour les cuves « instables » dont le comportement du taux de ToT est assez aléatoire. On observe en particulier que les cuves de numéro $\geq 600$ contribuent majoritairement à la queue négative de cette distribution. Pour les cuves de numéro $\leq 600$, le coefficient moyen de température obtenu pour la période considérée est significativement positif, et vaut $\langle\alpha_{T_E}\rangle = 0.2\%$ par degré, avec une dispersion entre les cuves individuelles de $0.3\%$ par degré. Un tel coefficient positif, mais faible, a aussi été mesuré par des analyses antérieures.

### 2.1.2 Stabilité du taux d'événements et sélection d'une période stable

Avec un détecteur idéal, le taux d'événements $\mathcal{R}(t)$ devrait augmenter linéairement avec la taille du réseau : le taux de T4 doit être proportionnel au nombre de triangles et le taux de T5 aux hexagones. Les fichiers de T2 permettent de connaître à chaque seconde ces nombres de triangles ou d'hexagones actifs, qui fournissent ainsi une mesure précise de l'acceptance géométrique $\tilde{\mathcal{A}}(t)$ (comptée en nombre de triangles ou d'hexagones). Le calcul de $\tilde{\mathcal{A}}(t)$ à partir des taux de T2 permet en particulier de prendre en compte :

– La croissance régulière du réseau.
– Les cuves qui tombent en panne. Une cuve en panne peut le rester pendant plusieurs semaines car aller la réparer sur le terrain prend beaucoup de temps à cause de son isolement, et le personnel sur place peut avoir d'autres priorités (comme le déploiement de nouvelles cuves).
– Les temps morts à grande échelle sur tout ou une partie du réseau, dûs à des pannes du système de télécommunications, ou bien à des problèmes au niveau de l'acquisition centrale.

Un certain nombre de périodes d'acquisition ont été identifiées comme mauvaises, et ont donc été retirées de l'ensemble de l'analyse des données Auger. La principale période est associée à une erreur introduite dans le trigger central (on parle de période du « bug Ct » ), qui a diminué le taux d'événement 3ToT entre la mi-août 2004 et fin novembre 2004. En théorie, le taux de 3ToT pendant cette période est inférieur au taux normal d'un facteur 1/3, ce qui se vérifie à peu près sur les données. Une semaine de prise de données a aussi été retirée fin mars 2005 (bug au niveau du trigger local des cuves), et une autre semaine fin avril 2005 (instabilités dans l'acquisition suite à des problèmes du CDAS et du système de télécommunications).

Malgré l'élimination de ces périodes, le taux d'événements sur tout le réseau n'est pas complètement stable. D'une part, il y a d'autres périodes d'acquisitions relativement instables (cela peut être quelques heures), pour lesquelles il n'est pas garanti que le taux de T2 reflète le taux d'événements. Par exemple, à cause d'une saturation du système de communications, les cuves peuvent avoir le temps d'envoyer leurs T2 au CDAS mais des événements peuvent être perdus car le temps mis pour que le CDAS renvoie des requêtes d'événements aux cuves devient trop long. On parle dans ce cas d'un « temps mort caché ». Il a pu y en avoir par exemple certaines nuits d'orage à cause d'un flot de triggers FD trop massif, saturant le trigger central (un veto a été implémenté pour faire face à ce problème).

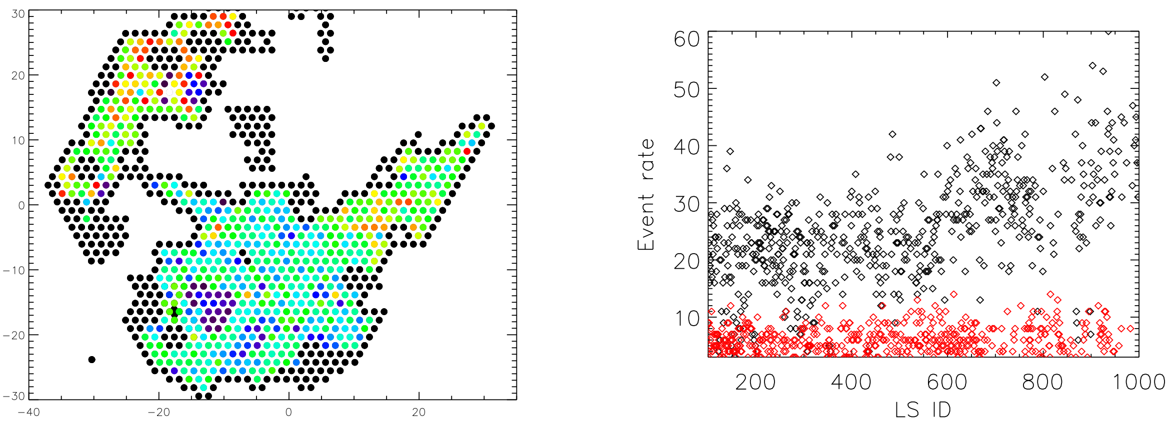



**FIG. 2.3 :** *Gauche : nombre d'événements T5 enregistrés entre le 26 novembre et le 19 décembre 2005 en fonction de leur position sur le réseau. La cuve assignée à chaque événement est la cuve ayant reçu le plus de signal. L'échelle de couleurs va de 0 (noir) à 48 événements (rouge) par cuve. Droite : nombre d'événements en fonction du numéro de la cuve. Les points noirs représentent l'ensemble des T5, alors que les points rouges correspondent aux événements ayant $E \geq 1$ EeV.*

Par ailleurs, la non-uniformité du taux de ToT mise en évidence à la section précédente a des conséquences directes sur le taux d'événements au seuil de détection, c'est-à-dire à basse énergie. La Fig. 2.3 (gauche) montre le nombre de T5 enregistrés sur le réseau pendant une période où la taille du détecteur est restée stable. Mises à part des fluctuations locales, dues à des pannes temporaires de certaines cuves, on voit nettement que le taux d'événements est plus faible dans la zone centrale du détecteur, plus ancienne, que dans ses excroissances récentes. **Cet effet est important pour l'acceptance à basse énergie, et ne peut être pris en compte par les fichiers de T2.** La Fig. 2.3 (droite), à comparer avec la Fig. 2.1 (droite), montre que le taux d'événements est en moyenne plus élevé pour les cuves de numéro $\geq 600$.

♠ *Il est attendu, et il semble observé que cette non-uniformité du taux d'événements soit bien un effet de seuil. Sur la Fig. 2.3 (droite), le taux d'événements à $E \geq 1$ EeV (ce qui n'est pourtant pas encore complètement l'énergie de saturation de l'acceptance), représenté en rouge, semble bien uniforme. Cet effet n'a donc aucune incidence, a priori, sur le calcul du spectre des UHECRs pour $E \geq 3 \times 10^{18}$ eV.*

### Un lot de données « de référence »

À cause des phénomènes décrits ci-dessus, il semble clair que pour les études à basse énergie, où la statistique n'est pas le facteur limitant, des coupures importantes sur les données doivent être faites. Nous présentons donc ici la fabrication d'un jeu de données de référence, prenant en compte les problèmes observés précédemment. Ce lot de référence sera utilisé par la suite, pour les études d'effets météorologiques et pour les anisotropies à basse énergie.

**Nous considérons l'ensemble des événements T4 de l'année 2005, dont la station la plus proche du cœur reconstruit a un numéro inférieur à 600.** En appliquant cette coupure, on ne garde en grande partie que des cuves dont le taux de trigger est stable. Par ailleurs, toutes ces cuves ont été installées avant 2005, et elles forment un sous-réseau compact de l'ensemble du SD (c'est à peu près le bloc central de cuves, que l'on voit par exemple sur la Fig. 2.3, gauche). Avec cette coupure, on a donc affaire en première approximation à un réseau compact, de taille constante pendant une année complète. Le fait d'avoir exactement une année de prise de données s'avèrera aussi utile pour certaines études d'anisotropies.

Le taux d'événements par cuve avec ce lot de données est calculé ainsi à chaque jour $i$ :

1. On calcule le nombre $N_i$ d'événements T4 enregistrés.
2. On estime l'acceptance géométrique $\tilde{\mathcal{A}}_i$ associée en intégrant le nombre de triangles envoyant des T2 au cours des 24 heures considérées.

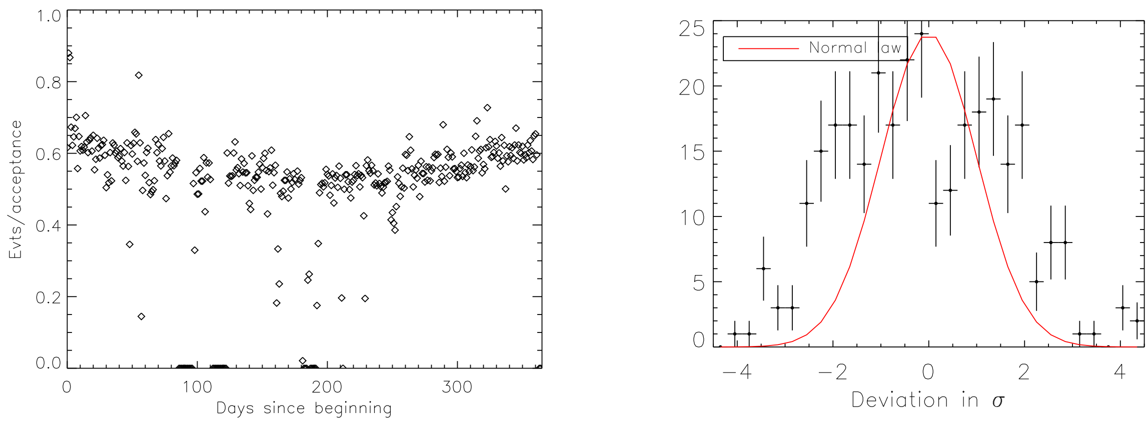



**FIG. 2.4 :** *Gauche : rapport entre le taux quotidien d'événements et l'acceptance géométrique pour le sous-lot d'événements décrit dans le texte. Ce rapport est par convention mis à zéro quand l'acceptance est nulle (temps morts et périodes officielles de mauvaise acquisition des données). Droite : distribution associée des « significativités » $x_i$.*

La Fig. 2.4 (gauche) montre l'évolution du rapport $N_i/\tilde{\mathcal{A}}_i$. La distribution est clairement non-uniforme, et une modulation annuelle apparaît. Le taux d'événements augmente pendant l'été austral et diminue l'hiver. On peut construire l'histogramme associé des écarts à la moyenne : après avoir défini le taux moyen $m = \langle N/\tilde{\mathcal{A}} \rangle$ sur toute l'année, on considère la distribution de la grandeur :

$$x_i \equiv \frac{N_i - m\tilde{\mathcal{A}}_i}{\sqrt{N_i}}$$

Cette distribution est représentée sur la Fig. 2.4 (droite). Le nombre d'événements par jour est typiquement de l'ordre de 300, ce qui est suffisamment élevé pour que, en supposant le taux moyen d'événements constant, la distribution des $x_i$ suive approximativement une loi normale $\mathcal{N}(0,1)$, qui est représentée en rouge sur le graphique ; on interprète alors les $x_i$ comme des « nombres de $\sigma$ ». On voit alors clairement apparaître d'importantes queues de distribution dans le taux d'événements quotidien, dues à la modulation annuelle.

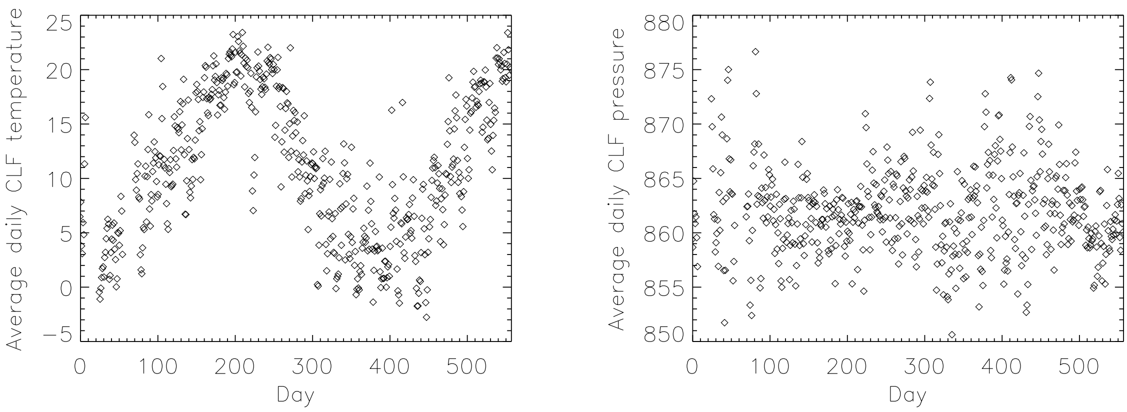



**FIG. 2.5 :** *Gauche : température moyenne journalière d'après les données du CLF de juin 2004 à décembre 2005. Droite : pression moyenne journalière d'après les données CLF.*

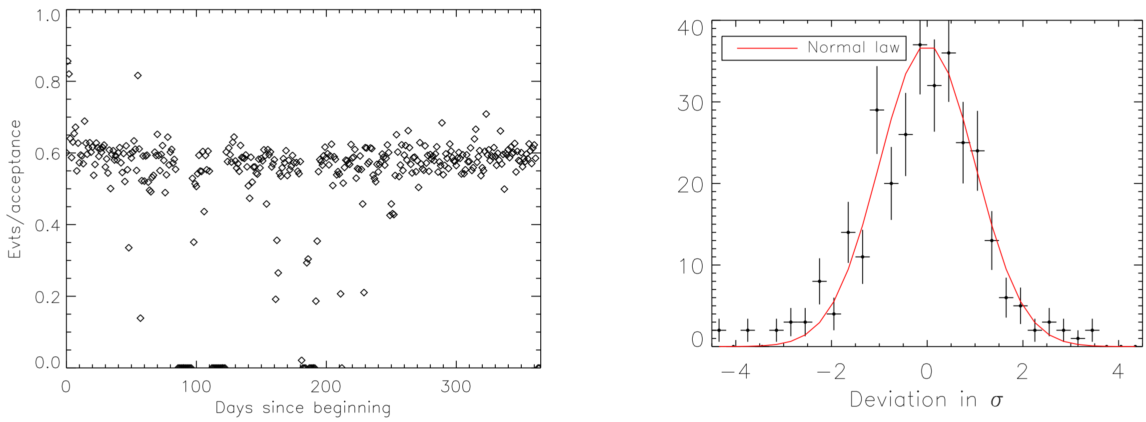



**FIG. 2.6 :** *Mêmes graphiques qu'en Fig. 2.4, mais en utilisant une correction des effets météo sur l'acceptance (voir texte).*

Cette modulation étant due à des effets météo, la Fig. 2.5 montre les distributions de température et de pression, telles qu'enregistrées par la station météo du CLF, pour les années 2004 et 2005. Une modulation annuelle est essentiellement visible en température. Nous pouvons prendre en compte cette modulation en modélisant l'acceptance de la manière suivante :

$$\mathcal{A} = \tilde{\mathcal{A}} \times [1 + \alpha(T - T_0) + \beta(P - P_0)]$$

Par convention, nous prenons $T_0 = 15°$ C et $P_0 = 860$ hPa. Cette modélisation sera justifiée à la section suivante. Pour le lot d'événements considéré, on a les paramètres expérimentaux $\alpha = 0.0063$ et $\beta = -0.0041$. Les valeurs exactes de ces coefficients ne sont pas cruciales ici, le but étant juste de reproduire la modulation à long terme visible dans les données. L'évolution du rapport $N/\mathcal{A}$ est représentée à la Fig. 2.6 (gauche). À part quelques « mauvais jours » ce rapport est maintenant constant. La Fig. 2.6 (droite) montre alors la distribution des $x_i$ obtenus, qui est maintenant complètement compatible avec une distribution gaussienne, à de légères queues de distributions près. Ce résultat est très encourageant. On peut alors définir des « mauvais jours » comme les jours pour lesquels on a $|x_i| \geq x_M$, où $x_M$ est une coupure choisie pour enlever les queues de la distribution. Nous décidons alors d'appliquer une coupure à $3\sigma$, ce qui semble raisonnable vue la distribution des $x_i$.

Cette coupure enlève environ 25 jours sur l'année 2005. À ces 25 jours, il faut bien sûr rajouter 24 jours sur 2005 qui sont déjà considérés officiellement comme des jours à retirer de l'analyse (voir plus haut), et une dizaine de jours d'inactivité complète du réseau. Au total, on ne conserve donc que $\sim 305$ jours sur 365. La liste des jours à rejeter est reproduite sur la table 2.1. Le nombre d'événements correspondants est de $\simeq 87000$, ce qui reste considérable. **Pour toutes les études à basse énergie qui suivent, nous appliquons par défaut cette sélection de période, qui forme, avec la coupure sur le numéro des cuves $\leq 600$, ce que nous appelerons le lot de données de référence.** Avec ce lot de données, nous avons montré que le taux d'événements est stable et l'acceptance contrôlée, même aux plus basses énergies.

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 20050102 | 20050108 | 20050115 | 20050218 | 20050227 | 20050327 |
| 20050328 | 20050329 | 20050330 | 20050331 | 20050401 | 20050402 |
| 20050403 | 20050404 | 20050405 | 20050406 | 20050407 | 20050409 |
| 20050422 | 20050423 | 20050424 | 20050425 | 20050426 | 20050427 |
| 20050428 | 20050429 | 20050430 | 20050501 | 20050502 | 20050503 |
| 20050522 | 20050604 | 20050611 | 20050612 | 20050613 | 20050626 |
| 20050701 | 20050702 | 20050703 | 20050704 | 20050705 | 20050706 |
| 20050707 | 20050708 | 20050709 | 20050710 | 20050711 | 20050712 |
| 20050713 | 20050731 | 20050801 | 20050817 | 20050818 | 20050907 |
| 20050908 | 20050909 | 20050910 | 20050929 | 20051120 | |

**TAB. 2.1 :** *« Liste noire » des jours de 2005 rejetés par la méthode décrite dans le texte. On utilise la notation année-mois-jour. Les jours sont comptés de minuit à minuit en temps universel (3 heures d'avance sur l'heure locale de Malargüe).*

### Utilisation de toutes les données

Pour illustrer le besoin d'une sérieuse sélection des données, nous montrons la distribution des taux d'événements lorsque l'ensemble des T4 est considéré, indépendamment de la région du réseau qu'ils ont atteinte, et pendant les deux années 2004 - 2005. La Fig. 2.7 (gauche) montre l'évolution du taux d'événements divisé par l'acceptance géométrique $\tilde{\mathcal{A}}$. La Fig. 2.7 (droite) montre la distribution des $x_i$ pour ces événements, en ayant pris en compte une correction météo. On voit que la distribution est trop large pour être poissonienne, malgré la prise en compte des corrélations avec la pression et la température. Cela signifie que l'acceptance n'est pas complètement contrôlée. Cela n'est guère étonnant, au vu des effets qui ont été mis en évidence au début de cette section.

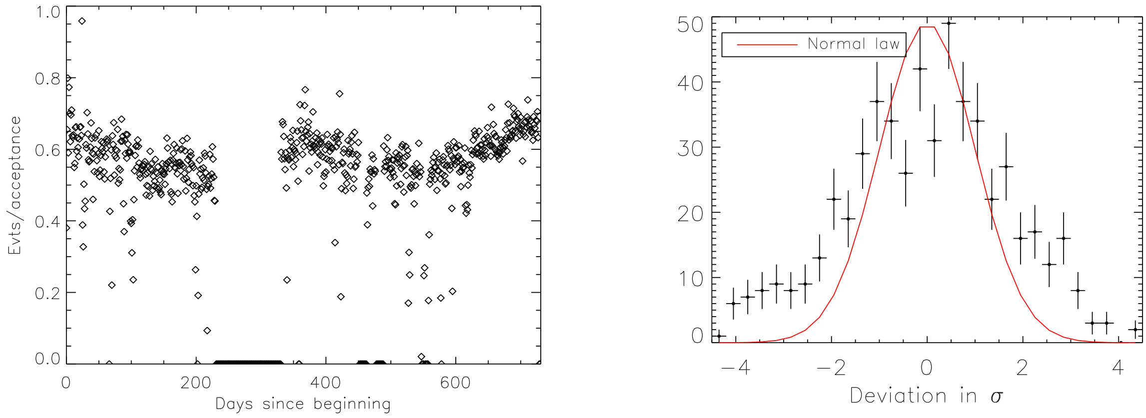



**FIG. 2.7 :** *Distributions utilisant l'ensemble des données de 2004-2005. Gauche : évolution du taux quotidien d'événements divisé par l'acceptance géométrique (les « mauvaises périodes » officielles sont enlevées). Droite : distribution des significativités $x_i$ pour ce lot d'événements, calculée en prenant en compte les corrélations avec la pression et la température lorsque les données de la station météo du CLF sont disponibles.*

**Modulation solaire du taux d'événements**

En utilisant le lot de données de référence, on peut observer que le taux d'événements n'est en moyenne pas uniforme en fonction de l'heure solaire. La Fig. 2.8 montre une modulation importante, qui a une double origine :

- Les pannes de détecteurs (temps morts à grande échelle et pannes ponctuelles de cuves) apparaissent a priori à une heure quelconque, mais sont par contre réparées au cours de la journée. L'acceptance géométrique $\tilde{\mathcal{A}}$ seule, représentée par la courbe rouge, a donc une modulation en heure solaire, qui permet déjà d'expliquer en grande partie la modulation du taux d'événements.
- Les modulations en fonction de l'heure solaire de la pression et de la température ont aussi un effet sur le taux d'événements. La courbe bleue est obtenue à partir du modèle d'acceptance $\mathcal{A}$ décrit précédemment.

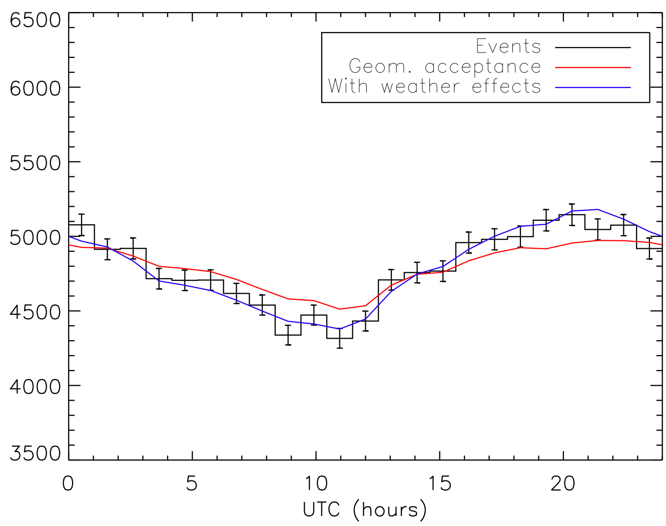



**FIG. 2.8 :** *Taux moyen d'événements en fonction de l'heure de la journée, pour le lot de référence de 2005. La courbe rouge représente la modulation prédite avec l'acceptance géométrique, la courbe bleue inclut en plus les corrections en $(T, P)$.*

Au total, le modèle d'acceptance géométrique corrigé de corrélations avec la pression et la température permet de bien comprendre l'évolution à long terme, mais aussi l'évolution en heure de la journée du taux d'événements, pour notre lot de données de référence.

### 2.1.3 Corrélation des taux d'événements avec la pression et la température

Le fait que le taux d'événements dépende des conditions météorologiques a été observé sur la plupart des détecteurs au sol de rayons cosmiques. L'expérience Kascade (détecteur récent de rayons cosmiques à $E \sim 10^{15}$ eV) relie ainsi directement ses taux d'événements à la pression [17]. Dans AGASA, le taux d'événements de basse énergie a une modulation significative en heure solaire [18], probablement liée à la température. On attend que les conditions atmosphériques modifient le comportement de l'électronique des cuves (comme montré à la première section de ce chapitre), et modifient aussi la densité des particules des gerbes au niveau du sol, ce qui change le seuil de détection de ces gerbes et donc l'acceptance du détecteur à basse énergie.

Dans Auger, on a pu mesurer des variations du taux d'événements avec la température et la pression dès l'Engineering Array, et avec les données des premiers mois de 2004. La difficulté est néanmoins que ces variations se superposent aux instabilités décrites aux sections précédentes. Nous présentons donc ici les corrélations avec $(T, P)$ pour le lot de référence présenté ci-dessus. Nous nous limitons en plus, sauf mention du contraire, aux événements 3ToT (les corrélations pouvant être différentes avec le trigger 4C1), et d'angles zénithaux $\theta \leq 60°$ (la physique des gerbes inclinées étant significativement différente).

Nous utilisons uniquement les données de la station météo du CLF : pression $P$ et température $T$. Avant la mi-2004, c'était la station météo du site de fluorescence de Los Leones qui était utilisée. Nous avons vérifié que les effets étudiés ne sont pas modifiés suivant que l'on utilise les capteurs de températures de CLF, Los Leones, ou même des cuves.

#### Corrélation avec une variable météo

En prenant la température comme exemple, le principe de la méthode est le suivant :

1. On construit l'histogramme $N(T_i)$ des températures des événements. Cet histogramme est ensuite normalisé de façon à avoir $\sum_i N(T_i) = 1$.
2. On calcule l'acceptance géométrique intégrée pour chaque bin de température, en prenant le même binning que pour les événements. Cet « histogramme d'acceptance » $\tilde{\mathcal{A}}(T_i)$ est normalisé de la même manière : $\sum_i \tilde{\mathcal{A}}(T_i) = 1$. Il peut être interprété comme la distribution théorique des températures des événements en l'absence de toute influence de la température sur l'acceptance.
3. On divise $N(T_i)$ par $\tilde{\mathcal{A}}(T_i)$. Cela donne la corrélation entre le taux d'événements et la température, que l'on peut ajuster par une fonction simple (une droite) pour estimer empiriquement la dépendance de l'acceptance avec la température.

La Fig. 2.9 montre des exemples de telles corrélations. La principale difficulté est, comme on l'a déjà dit, que cette analyse peut être biaisée par n'importe quelle variation de l'acceptance qui n'est pas prise en compte par les fichiers de T2. De plus, comme on divise deux histogrammes dont les formes sont similaires, une statistique importante est nécessaire pour pouvoir détecter l'effet : typiquement, $\sim 5000$ événements sont nécessaires.

#### Corrélation avec les deux variables $(T, P)$

La température et la pression sont anticorrélées, ce qui fait que la corrélation du taux d'événements avec la température est biaisée par la pression, et vice-versa. Pour décorréler les deux effets, une première méthode que l'on a testée consiste à procéder de manière itérative : à titre d'exemple, supposons que l'on ait trouvé une

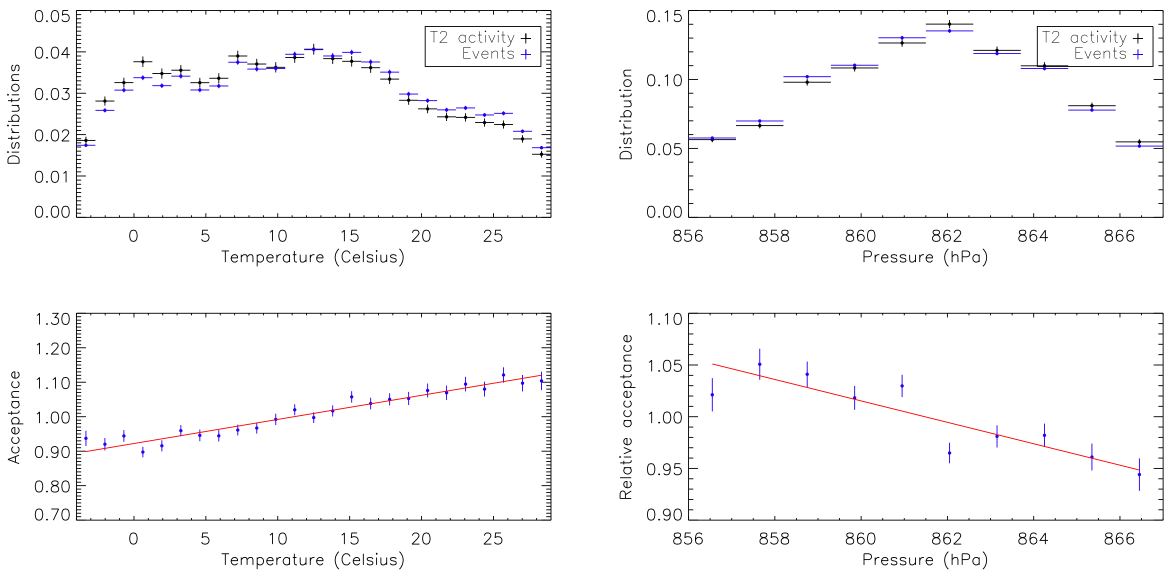



**FIG. 2.9 :** *Exemples de corrélations unidimensionnelles du taux d'événements avec la température (gauche) ou la pression (droite). Les explications sont données dans le texte. On trouve avec le lot de données de référence des corrélations valant $\alpha = (0.68 \pm 0.04)$ % par degré et $\beta = (-1.0 \pm 0.15)$ % par hPa.*

dépendance de l'acceptance avec la température de la forme $a(T) = 1 + \alpha_1(T - T_0)$. On peut alors ensuite étudier la dépendance en pression en prenant cette loi en compte à l'étape 2, en utilisant $\mathcal{A}(t) \equiv \tilde{\mathcal{A}}(t) \times (1 + \alpha_1(T - T_0))$, au lieu de la simple acceptance géométrique. On obtient alors un coefficient de corrélation avec la pression $\beta_1$, que l'on peut utiliser pour calculer un nouveau coefficient $\alpha_2$ avec la température, et ainsi de suite. On converge ainsi en quelques étapes vers deux coefficients $\alpha_\infty$ et $\beta_\infty$ qui sont effectivement indépendants. On a ainsi vérifié que à la fois la température et la pression ont une influence sur le taux d'événements.

Nous avons généralisé cette méthode en construisant des histogrammes bidimensionnels. La Fig. 2.10 en montre le principe. La distribution de l'acceptance géométrique intégrée dans le plan $(T, P)$ est représentée sur le premier graphique, et la distribution des événements dans ce même plan l'est sur le second graphique. Les deux distributions sont bien sûr similaires, mais en divisant la distribution des événements par l'acceptance géométrique, on observe sur le troisième graphique une corrélation évidente avec les paramètres météorologiques. On ajuste ensuite la distribution bidimensionnelle du troisième graphique avec une fonction simple modélisant l'acceptance en fonction de $(T, P)$. Cette fonction est représentée sur le quatrième graphique. La fonction d'ajustement est choisie de la forme :

$$a(T, P) = 1 + \alpha(T - T_0) + \beta(P - P_0)$$

Avec le lot de données de référence, on trouve la corrélation :

$$\boxed{a(T, P) = 1 + 0.0063 \times (T - T_0) - 0.0041 \times (P - P_0)}$$

Les incertitudes sont de 7% sur $\alpha$ et 21% sur $\beta$. On a donc une corrélation d'environ 0.6% par degré et de -0.4% par hPa du taux de T4 pour le SD, au cours de cette période d'acquisition stable. Ces résultats sont complètement identiques à ceux obtenus dans le cas d'analyses unidimensionnelles « itérées ». On observe, et c'est un fait général, que la corrélation avec la température est plus significative que la corrélation avec la pression. Cela est lié au fait que les variations relatives de pression observables sont plus faibles que les variations de température.

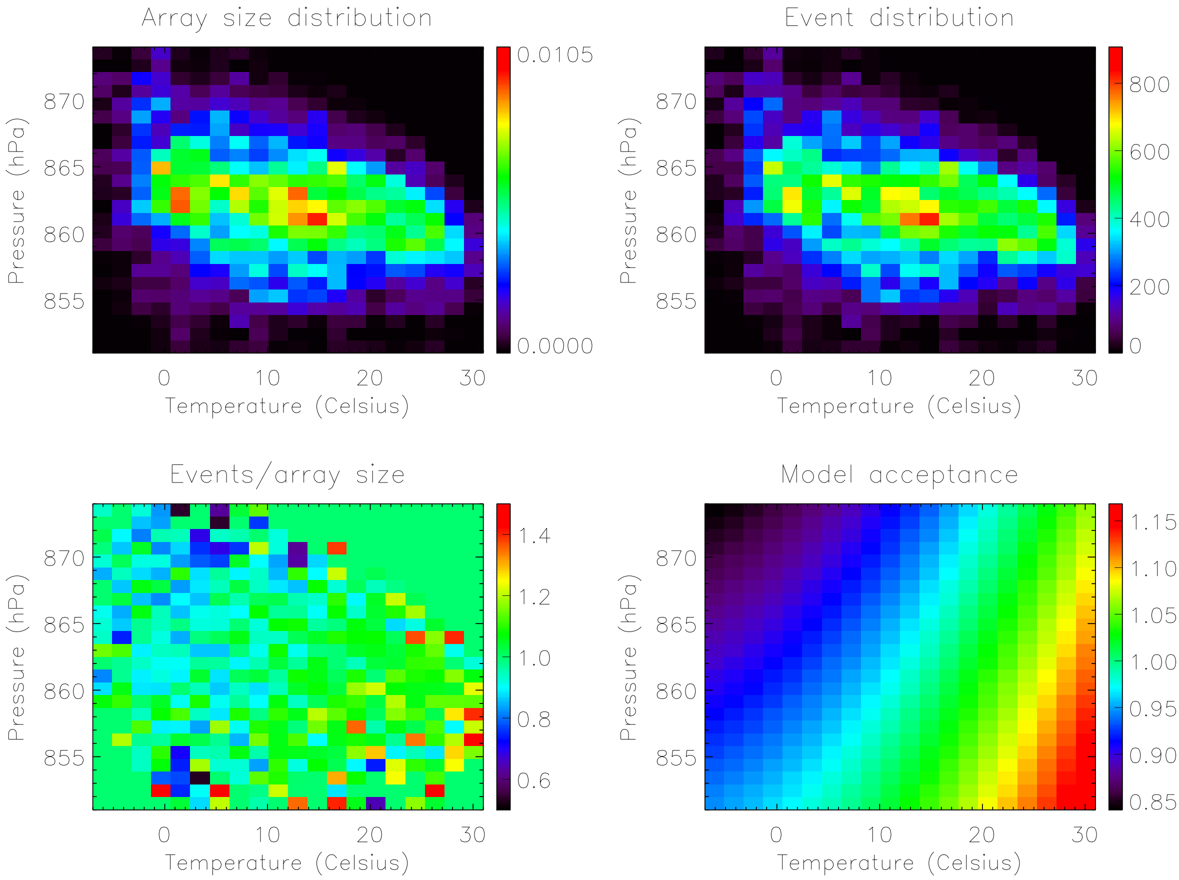



**FIG. 2.10 :** *Corrélation bidimensionnelle du taux d'événements avec la température et la pression (explications dans le texte). Le lot d'événements utilisé est toujours le jeu de données « de référence ».*

### Corrélations $(T, P)$ avec différentes données

Nous appliquons la méthode décrite ci-dessus à différents lots de données, afin de vérifier la stabilité des effets observés. On peut tout d'abord utiliser l'ensemble des événements T4 disponibles, sans coupure en temps ou en position sur le réseau ; on impose juste que des données de la station météo du CLF soient disponibles. En relâchant ainsi les « coupures de sécurité » qui avaient été appliquées précédemment, on trouve une différence significative pour le coefficient de température ($\alpha \simeq 1.0\%$ par degré), due aux biais de non-uniformité du réseau et de périodes instables d'acquisition qui ont été mentionnées. Cela met encore en évidence l'intérêt d'une sélection des événements.

On considère maintenant le même lot de données, mais en se restreignant aux événements T5, et en calculant l'acceptance à l'aide du comptage d'hexagones. Les événements T5 doivent être mieux reconstruits en moyenne que les autres (cf. chapitre 1), mais il n'y a pas de raison pour qu'ils soient différemment corrélés avec $(T, P)$ que les T4, si cette corrélation est robuste. On obtient en effet des corrélations complètement compatibles avec celles trouvées auparavant.

On peut aussi couper le lot de données de référence en sous-périodes de tailles comparables, mais pour lesquelles les conditions météorologiques sont différentes. À titre de test, on a tout d'abord vérifié que la corrélation est strictement la même pendant les jours pairs et les jours impairs. En coupant ensuite l'année 2005 en deux saisons, l'hiver étant défini comme la période entre avril et septembre, on obtient pour l'hiver :

$$\alpha = 0 \qquad \beta = -0.0057(\pm 22\%)$$

Et pour l'été :

$$\alpha = 0.0068(\pm 10\%) \qquad \beta = -0.0057(\pm 27\%)$$

Il y a des différences évidentes entre les deux saisons ; en particulier on ne détecte même plus la corrélation avec la température avec les données hivernales. La raison est que ces deux périodes explorent des régions de l'espace des paramètres $(T, P)$ très différentes, et le domaine de température exploré en hiver est en effet très étroit. On peut aussi considérer d'une part les données obtenues de jour (temps local compris entre 7 heures et 19 heures), et de nuit (la période complémentaire). Là encore, le domaine de température exploré est particulièrement réduit dans chaque cas (hautes températures le jour et basses températures la nuit), comme le montre la Fig. 2.11. On obtient pour le jour :

$$\alpha = 0.0092(\pm 6\%) \qquad \beta = -0.0037(\pm 34\%)$$

Et pour la nuit :

$$\alpha = 0.0065(\pm 10\%) \qquad \beta = -0.0030(\pm 42\%)$$

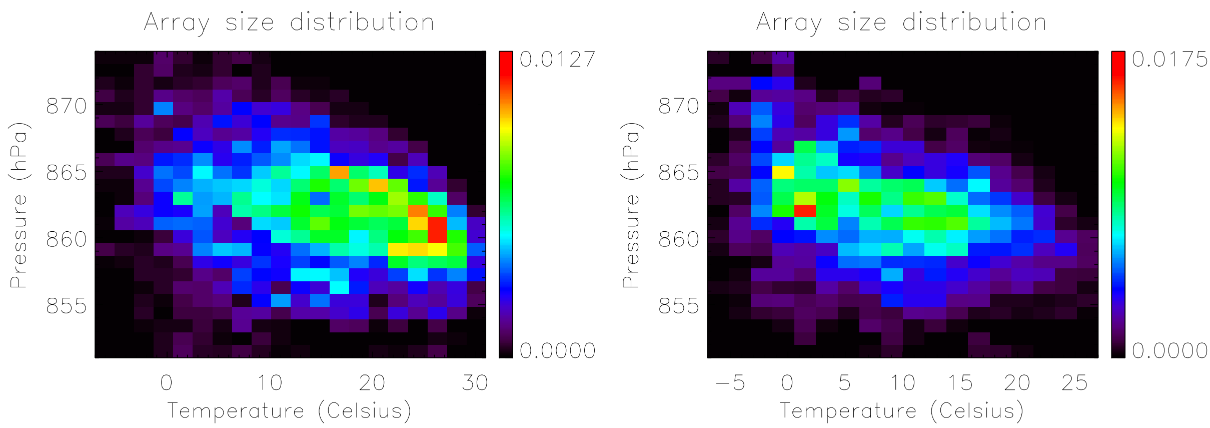



**FIG. 2.11 :** *Gauche : espace des paramètres $(T, P)$ exploré par le détecteur en 2005 pendant le jour. Droite : pendant la nuit.*

Il est donc intéressant de voir que les coefficients de corrélation diffèrent en fonction du jour et de la nuit ou des saisons. En particulier, le fait que la corrélation avec $T$ soit plus forte pendant les périodes chaudes suggère que la dépendance de l'acceptance en température est légèrement non-linéaire. En rajoutant dans l'ajustement de l'acceptance un terme en $\gamma(T - T_0)^2$, on mesure en effet une valeur strictement positive de $\gamma$ à $2\sigma$.

### Évolution des corrélations observées avec $\theta$ et $E$

À la fin de 2005, la statistique est devenue suffisante et le contrôle de l'acceptance assez bon pour pouvoir commencer à étudier l'évolution de cette corrélation avec l'angle au zénith $\theta$ et l'énergie reconstruite $E$ des événements. On utilise ici la reconstruction « Herald » des événements (qui est la reconstruction du CDAS, utilisée de manière standard pour de nombreuses analyses), et l'échelle d'énergie fournie par la méthode CIC+FD, décrite au chapitre 1.

Nous divisons tout d'abord le lot de données de référence en deux, l'un à $\theta \leq 35°$ et l'autre à $\theta \geq 35°$. Rappelons qu'il s'agit toujours d'événements 3ToT avec $\theta \leq 60°$. On obtient alors les résultats suivants :

$$\theta \leq 35° : \qquad \alpha = 0.0076(\pm 8\%) \qquad \beta = -0.0027(\pm 46\%)$$

$$\theta \geq 35^\circ : \qquad \alpha = 0.0050(\pm 11\%) \qquad \beta = -0.0053(\pm 24\%)$$

Il apparaît ainsi des différences, significatives à environ $2\sigma$, dans les coefficients de corrélations en fonction de l'angle au zénith. Expérimentalement, lorsque $\theta$ augmente, la dépendance avec la température diminue alors qu'au contraire la dépendance avec la pression augmente. Cet effet devra être testé et quantifié avec de nouvelles données.

On peut aussi, en considérant cette fois-ci l'ensemble des événements du lot de référence (c'est-à-dire en incluant les événements à $\theta \geq 60^\circ$ et les 4C1), étudier les événements à très grand angle au zénith. La statistique nous oblige pour l'instant à analyser tous les événements pour lesquels $\theta \geq 50^\circ$. On obtient alors :

$$\theta \geq 50^\circ : \qquad \alpha = 0.0031(\pm 33\%) \qquad \beta = -0.0069(\pm 34\%)$$

Ce lot d'événements est corrélé avec le lot $\theta \geq 30^\circ$, mais semble confirmer les assertions précédentes.

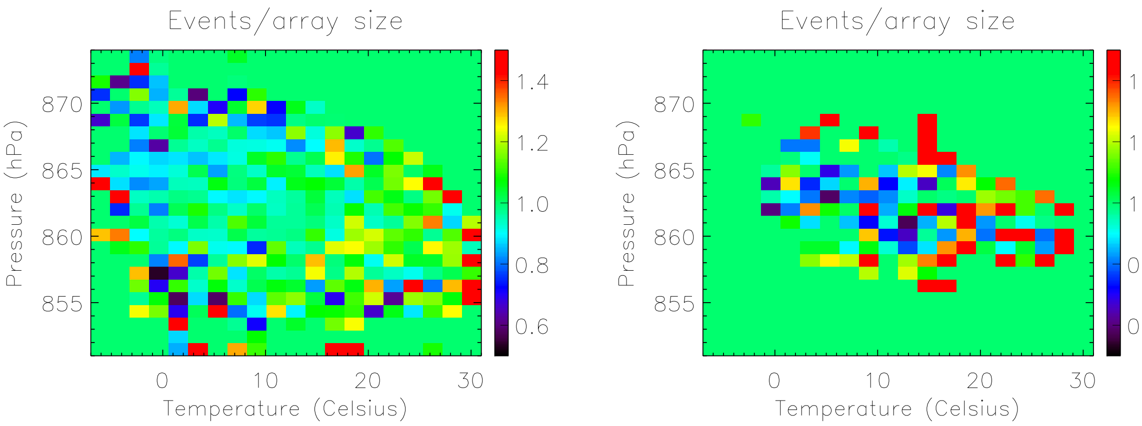



**FIG. 2.12 :** *Corrélation avec les variables $(T, P)$ pour les événements du lot de référence avec $E \geq 1$ EeV (gauche) et $E \geq 3$ EeV (droite). Il y a moins de bins de $(T, P)$ pris en compte pour la corrélation aux plus hautes énergies à cause du manque de statistique. Un bin n'est en effet pris en compte que s'il contient au moins 10 événements.*

Nous appliquons maintenant des coupures sur l'énergie reconstruite $E$ des événements du lot de référence. La statistique permet facilement maintenant de couper à $E \geq 1$ EeV, et on peut à la limite couper jusqu'à $E \geq 3$ EeV. Il était naïvement attendu que, la corrélation avec les effets météo étant un effet de seuil, celle-ci devrait être réduite en augmentant l'énergie, et être nulle à saturation de l'acceptance, c'est-à-dire à partir de $\sim 3$ EeV. La Fig. 2.12 montre néanmoins que la corrélation semble persister de façon très significative. On obtient pour $E \geq 1$ EeV :

$$\alpha = 0.0070(\pm 12\%)$$

La statistique est trop faible pour pouvoir mesurer $\beta$. Pour $E \geq 3$ EeV, on arrive encore à mesurer $\alpha = 0.010(\pm 29\%)$. Ainsi, non seulement la corrélation persiste à haute énergie mais il y a même une indication que $\alpha$ augmente pour $E \geq 3$ EeV (cela reste actuellement à un niveau de $\sim 1.5\sigma$). Il est clair que ces études à haute énergie devront être confirmées avec de futures données.

**Une simple corrélation avec la densité ?**

Comme la corrélation du taux d'événement est positive avec la température, et négative avec la pression, et étant données les idées théoriques que nous développerons à la section suivante, il est légitime de tester si les corrélations observées peuvent être réduites à une unique corrélation avec la densité de l'air au sol, que nous définissons par $\rho = K \times P/T$ ($T$ en Kelvins). On définit les paramètres réduits $t = T - T_0$ et $p = P - P_0$, et on suppose maintenant que l'acceptance ne dépend en fait que de la densité, suivant une loi linéaire :

$$\begin{aligned} a &= A - B\rho \qquad\qquad \text{avec } B > 0 \\ &= A - \frac{KBP_0}{T_0}\left(\frac{1+p/P_0}{1+t/T_0}\right) \\ &\simeq A - \frac{KBP_0}{T_0}\left(1 + \frac{p}{P_0} - \frac{t}{T_0}\right) \\ &\equiv a_0\left[1 + \beta p + \alpha t\right] \end{aligned}$$

On trouve donc que $\alpha > 0$ et $\beta < 0$, comme observé, ainsi que la relation suivante entre grandeurs sans dimension :

$$T_0|\alpha| = P_0|\beta|$$

Avec le lot de données de référence, on a $T_0|\alpha| = 1.9$ et $P_0|\beta| = 3.5$. L'ordre de grandeur est correct, ce qui montre que la densité au sol est probablement un paramètre pertinent, mais le coefficient de la pression est presque deux fois trop élevé, et on ne peut donc pas réduire les effets observés à une seule corrélation avec la densité.

Nous pouvons maintenant résumer ainsi les résultats de cette étude :

- Le taux d'événements T4 du détecteur de surface est corrélé de façon significative avec la température et la pression mesurées au sol. Cette corrélation ne semble pas réductible en une corrélation simple avec la densité au sol.
- Cette corrélation persiste lorsqu'on ne considère que les événements au-dessus d'énergies proches de la saturation en acceptance.
- Il y a une indication, pas encore significative, en faveur d'une augmentation du coefficient de pression et d'une diminution du coefficient de température lorsque $\theta$ augmente.
- Il y a une indication, pas encore significative, en faveur d'une augmentation du coefficient de température lorsqu'un seuil en énergie $E \geq 3$ EeV est appliqué.

### 2.1.4 Discussion des effets météorologiques

Nous décrivons maintenant les hypothèses pouvant expliquer les effets observés. Le fait que la modulation météo persiste en appliquant une coupure sur l'énergie reconstruite est une relative surprise, d'un intérêt certain car cela indique peut-être, comme nous allons le montrer, un biais dans la reconstruction en énergie des événements du détecteur de surface. Nous discuterons donc ici du pourquoi d'un tel effet et de ses conséquences.

On peut classer les causes de ces corrélations en trois catégories :

1. Ces corrélations peuvent être dues à des effets d'acceptance incontrôlés, et sans rapport direct avec les conditions météo. Il a ainsi été soupçonné un temps que des interférences dues à l'activité du FD pouvaient diminuer le taux d'événements la nuit. On a vu aussi que, sans sélection minutieuse des données, la corrélation avec la température était biaisée. Néanmoins, cette hypothèse peut raisonnablement être écartée : des coefficients de corrélation $\alpha$ et $\beta$ ont été trouvés avec le même ordre de grandeur, avec un très grand nombre de données différentes prises dans des conditions différentes.
2. Les corrélations pourraient être dues à des effets de trigger au niveau des cuves, comme présenté au début du chapitre. Néanmoins, on a vu que le taux de ToT varie en moyenne de $0.2\%$ par degré, ce qui est significativement plus faible que ce qui est observé au niveau des événements physiques. Par ailleurs, il semble difficile d'expliquer la corrélation avec la pression dans ce cadre. Les effets au niveau d'une cuve

ont donc une influence probable, *au seuil d'acceptance uniquement*, sur le coefficient $\alpha$ mesuré avec les événements, mais ils ne peuvent pas expliquer tous les effets observés.

3. Enfin, ces corrélations peuvent être associées à des modifications systématiques de la physique des gerbes avec les conditions atmosphériques.

**Effets prédits des changements météorologiques sur la physique des gerbes**

Cette dernière hypothèse mérite une discussion approfondie. Nous tentons ici de faire une synthèse sur ces effets, mais les arguments développés restent relativement qualitatifs. Des simulations de gerbes peuvent être menées avec différents modèles d'atmosphère, mais ce n'est pas du tout notre ambition à ce niveau. On peut séparer les effets météorologiques sur les gerbes atmosphériques au niveau du sol en 3 parties :

a) Effet sur la composante muonique : cet effet est apparemment incertain. Il est a priori relativement faible, car l'atténuation atmosphérique du flux de muons est faible comparé à la composante électromagnétique. Nous négligerons donc les effets sur la composante muonique par la suite.

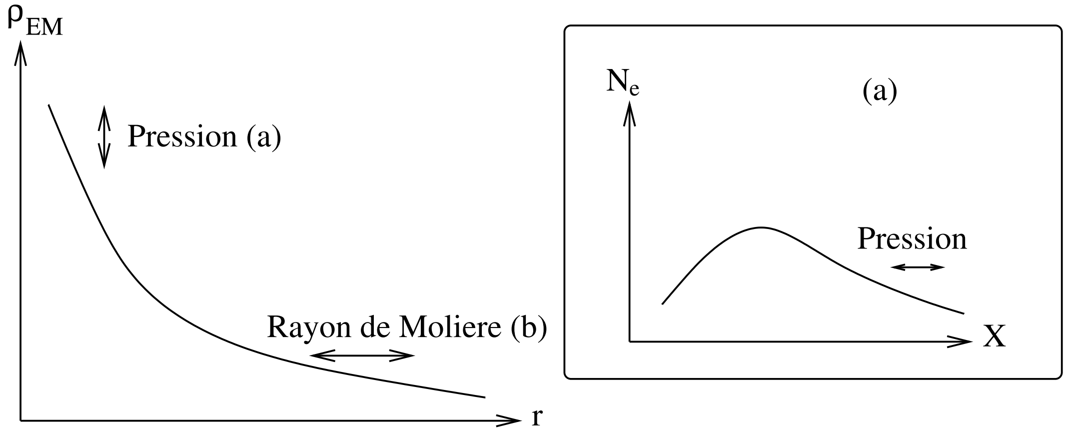



**FIG. 2.13 :** *Description schématique des deux effets des changements météorologiques sur la composante électromagnétique de la gerbe (voir texte).*

b) Premier effet sur la cascade électromagnétique : voir Fig. 2.13 (a). Le profil longitudinal du nombre de particules de la gerbe est modifié en fonction de la densité de l'atmosphère le long de la trajectoire de la gerbe, donc directement en fonction de la pression. Pour estimer l'ordre de grandeur de l'effet, on utilise le modèle classique de la densité de particules en fonction de la profondeur :

$$N(X) = N_m \left(\frac{X}{X_{\max}}\right)^{X_{\max}/\lambda} e^{\frac{X_{\max}-X}{\lambda}}$$

$\lambda \sim 70$ g cm$^{-2}$ est la longueur d'atténuation, $X_{\max} \sim 750$ g cm$^{-2}$ le maximum de développement. Au niveau du sol, avec une pression $P$ que l'on développe sous la forme $P = P_0 + p$, l'épaisseur d'atmosphère traversée s'écrit $X = P/\cos\theta = (X_0/\cos\theta)(1 + p/P_0)$ avec $X_0 \sim 900$ g cm$^{-2}$. En développant au premier ordre en $p$, on obtient alors pour le nombre de particules électromagnétiques au sol :

$$N_{\text{sol}} \simeq N(X_0, \theta)\left(1 - \frac{X_0/\cos\theta - X_m}{\lambda P_0} p\right)$$

En ordre de grandeur, pour $\theta = 0$, on obtient donc une variation de $\sim 0.25\%$ par hPa avec la pression au sol.

c) Second effet sur la cascade électromagnétique : voir Fig. 2.13 (b). L'extension latérale de la composante électromagnétique varie avec la densité de l'atmosphère au niveau du sol. Cette extension est caractérisée, comme on l'a vu au chapitre 1, par le rayon de Molière $R_M$, inversement proportionnel à la densité de l'atmosphère à une altitude d'environ 2 longueurs de radiation au-dessus du sol, soit environ 200m d'altitude. Pour une distance $r$ à l'axe de la gerbe grande devant $R_M$, on peut approximer la densité de particules par :

$$\rho(r) \simeq \frac{1}{R_M^2}\left(\frac{r}{R_M}\right)^{-\alpha} \qquad \text{avec } \alpha \sim 3-4$$

En supposant $R_M$ proportionnel à la densité atmosphérique au sol, on peut donc approximer :

$$R_M \simeq R_M^0(1 + t/T_0 - p/P_0)$$

La densité de particules au sol à 1000 mètres de l'axe de la gerbe s'écrit donc :

$$\rho(1000) \simeq \rho_0(1000)\left[1 + \frac{\gamma}{T_0}t - \frac{\gamma}{P_0}p\right] \qquad \text{avec } \gamma \equiv \alpha - 2$$

Avec $\gamma \sim 1.5$, on trouve des variations de la densité de 0.5% par degré et de 0.15% par hPa à cause de cet effet.

d) En ajoutant les deux effets, la densité de particules à une distance fixée du cœur de la gerbe varie donc suivant la loi :

$$\rho(T,P) \sim \rho_0\left(1 + \frac{\gamma}{T_0}t - \frac{\gamma}{P_0}p - \frac{X_0/\cos\theta - X_m}{\lambda P_0}p\right)$$

Le signal $S(1000)$ dans les cuves est dû pour une fraction $f$ à la composante électromagnétique, le reste étant dû aux muons. La proportion relative de ces deux composantes varie avec l'angle $\theta$, les muons dominant aux grands angles. On peut donc exprimer les variations du paramètre $S(1000)$ suivant :

$$\boxed{S(1000,T,P) \sim S_0(1000)\left[1 + f(\theta)\left(\frac{\gamma}{T_0}t - \frac{\gamma}{P_0}p - \frac{X_0/\cos\theta - X_m}{\lambda P_0}p\right)\right]}$$

En prenant $f \sim 0.5$ et une gerbe verticale, on obtient en ordre de grandeur des coefficients de 0.25% par degré et 0.20% par hPa. Encore une fois, ce ne sont que des valeurs très approximatives.

**Conséquences attendues sur les corrélations avec les variables $(T, P)$**

Le signal dans les cuves variant avec les conditions atmosphériques, l'énergie reconstruite va elle aussi être dépendante de la météo. En prenant comme exemple la température, l'énergie reconstruite $E_{\text{mes}}$ étant, à $\theta$ fixé, quasiment proportionnelle à $S(1000)$, on aura donc un biais de la forme :

$$E_{\text{mes}} = E_0[1 + \kappa(T - T_0)]$$

$E_0$ est l'énergie réelle du primaire. Si l'on se place à saturation de l'acceptance, et que l'on considère les événements tels que $E_{\text{mes}} \geq E_{\text{ref}}$, au-dessus d'une certaine énergie, alors en supposant que le spectre des rayons cosmiques est de la forme $dN/dE_0 = AE_0^{-3}$, le nombre d'événements observé sera :

$$\begin{aligned} N(E_{\text{ref}}) &= \int_{E_{\text{mes}} \geq E_{\text{ref}}} \frac{dN}{dE_0}\, dE_0 \\ &= A\int_{E_{\text{ref}}/(1+\kappa(T-T_0))}^{\infty} dE\, E^{-3} \\ &\simeq N_0(E_{\text{ref}})\,[1 + 2\kappa(T - T_0)] \end{aligned}$$

Ainsi, la coupure étant opérée sur l'énergie reconstruite des événements, on attend naturellement une modulation en fonction des conditions météo du nombre d'événements observés, d'amplitude $2\kappa$.

Considérons maintenant les événements 3ToT au seuil de détection. En appelant $r_0$ la distance moyenne de la cuve qui est la plus lointaine parmi les 3 cuves qui provoquent le déclenchement, la probabilité de déclenchement sera directement proportionnelle à la densité de particules $\rho(r_0)$. $r_0$ est une distance constante, fixée par la géométrie du réseau, donc on peut estimer que le nombre d'événements observés varie comme :

$$N(3\mathrm{ToT}) \sim \rho(r_0) \propto 1 + \kappa(T - T_0)$$

Ainsi, indépendamment de la valeur de $\kappa$, on attend que la modulation du taux d'événements avec les paramètres météo soit moins importante en considérant les événements au seuil d'acceptance qu'en appliquant une coupure à haute énergie. Le poids de la composante électromagnétique dans le signal au sol diminuant lorsque l'angle au zénith devient élevé, on attend aussi que la corrélation avec les paramètres météo diminue à grand $\theta$.

À l'heure actuelle, on a deux « indices » en faveur de ces effets :
- La modulation en température semble plus importante en gardant les données au-dessus d'une certaine énergie mesurée.
- La modulation avec la température semble plus faible en ne gardant que les événements à relativement grands angles zénithaux.

Ces indices ne sont néanmoins pas significatifs (disons, pas au-delà de $2\sigma$). Il faudra donc les tester avec plus de statistique.

**Conséquences possibles sur la calibration des énergies du SD par le FD**

Ces effets atmosphériques sur la physique des gerbes, s'ils sont confirmés, peuvent engendrer un biais systématique sur l'échelle d'énergie du SD dérivée du FD.

Soit une gerbe générée par un primaire de nature donnée, et d'angle zénithal donné. Pour une énergie $E_0$ du primaire, le signal moyen dans les cuves à 1000 mètres s'écrit $S = f_T(E_0)$, où $T$ représente les paramètres météorologiques pertinents. En considérant les périodes d'acquisition du SD, les paramètres météorologiques ont une moyenne $T_{\mathrm{SD}}$, et le signal moyen dans les cuves s'écrit donc $\langle S \rangle = f_{T_{\mathrm{SD}}}(E_0)$. Les événements hybrides sont obtenus durant les nuits d'opération du FD, pour lesquelles les paramètres météorologiques ont une moyenne $T_{\mathrm{FD}}$. Le signal au sol moyen à 1000 mètres qui est donc utilisé pour la calibration en énergie est donc $S_{\mathrm{FD}} = f_{T_{\mathrm{FD}}}(E_0)$. Supposons que, pour ces événements hybrides, la reconstruction du FD permette de connaître parfaitement $E_0$. L'implémentation actuelle de la calibration CIC-FD fait que l'on reconstruit alors pour tous les événements du SD une énergie $E_{\mathrm{rec}} = f^{-1}_{T_{\mathrm{FD}}}(S)$, et donc en moyenne on a :

$$\langle E_{\mathrm{rec}} \rangle = f^{-1}_{T_{\mathrm{FD}}} \circ f_{T_{\mathrm{SD}}}(E_0)$$

**Il y a donc un biais potentiel dans la reconstruction, dû au fait que les données hybrides sont prises dans des conditions atmosphériques moyennes différentes des données SD**. En prenant comme modèle raisonable $f_T(E) \sim E \times [1 + \alpha(T - T_0) + \beta(P - P_0)]$, on obtient le biais suivant :

$$\frac{\Delta E}{E} = \alpha(T_{\mathrm{SD}} - T_{\mathrm{FD}}) + \beta(P_{\mathrm{SD}} - P_{\mathrm{FD}})$$

Pour l'année 2005, en utilisant les données du CLF on trouve que la pression moyenne est quasiment inchangée entre le jour et la nuit, mais par contre les températures moyennes sont $T_{\mathrm{SD}} \simeq 11°$ C, et $T_{\mathrm{FD}} \simeq 6.5°$ C. Dans l'hypothèse où le coefficient $\alpha \simeq 0.6\%$ par degré mesuré au seuil de détection est principalement dû à des effets de physique des gerbes, on trouve un biais systématique sur l'énergie reconstruite de l'ordre de $+3\%$.

En plus de ce biais systématique, les fluctuations gerbe à gerbe de la densité de particules au sol dues aux variations atmosphériques génèrent des fluctuations statistiques sur l'énergie reconstruite des événements, qui viennent se rajouter aux fluctuations statistiques dues par exemple aux fluctuations du $X_{\max}$. En supposant que la reconstruction en énergie est correcte lorsque les paramètres météorologiques valent ($T_{\mathrm{FD}} = 6.5°, P_{\mathrm{FD}} = 862\,\mathrm{hPa}$), on peut appliquer pour chaque événement la correction suivante sur l'énergie :

$$E_{\mathrm{cor}} = \frac{E_{\mathrm{rec}}}{1 + 0.0063(T - T_{\mathrm{FD}}) - 0.0041(P - P_{\mathrm{FD}})}$$

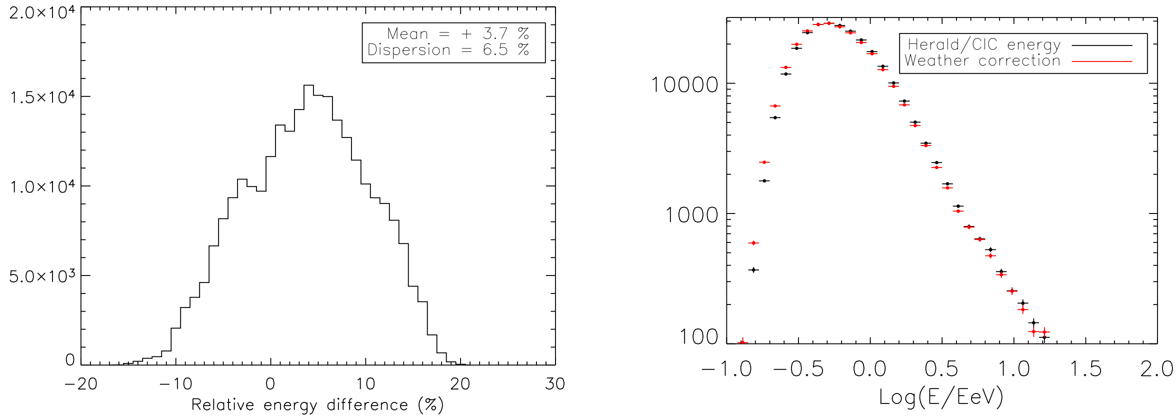



**FIG. 2.14 :** *Gauche : différences relatives entre les énergies corrigées par de possibles effets atmosphériques sur les gerbes et les énergies reconstruites par la méthode CIC-FD des événements Auger de 2004-2005. Droite : histogramme des énergies reconstruites avec l'algorithme du Herald et l'échelle d'énergie CIC-FD, comparé aux énergies corrigées de potentiels effets météo. L'écart systématique vers les basses énergies dû au biais de 3.7% est visible. On voit aussi que la majorité des événements enregistrés par Auger a une énergie typique inférieure à l'EeV.*

La Fig. 2.14 (gauche) montre le biais et la dispersion engendrés par cette correction. On retrouve à peu près la valeur du biais donnée précédemment, et on obtient en plus une dispersion de l'ordre de 7%. Ainsi, **si les corrélations observées sont bien dues à des effets atmosphériques sur les gerbes, ces effets atmosphériques engendrent une erreur systématique de 3.7 % et une erreur statistique de 6.5% sur la reconstruction en énergie par la méthode CIC-FD.**

♠ *Ces erreurs sont assez faibles par rapport aux autres erreurs systématiques et statistiques qui existent actuellement. La Fig. 2.14 (droite) montre ainsi que la distribution en énergie est peu modifiée par cette correction.*

## 2.2 Calcul de la couverture

On considère un ensemble quelconque d'événements observés par le détecteur de surface, définis par un certain nombre de critères. De tels critères, qui seront effectivement utilisés pour l'analyse, sont par exemple :

- L'énergie reconstruite des événements avec un algorithme bien défini est supérieure à une certaine valeur, par exemple $E_{CIC} \geq 10$ EeV, ou bien est comprise dans un certain domaine, par exemple $1 \leq E_{CIC} \leq 3$ EeV.
- L'angle zénithal reconstruit des événements est inférieur à une certaine valeur, par exemple $\theta \leq 60°$.
- Les événements sont dans une certaine période de temps, qui peut être non connexe si par exemple on effectue des coupures sur les périodes de mauvaise acquisition (voir section précédente).
- Les événements ont été générés par un certain type de trigger (par exemple le 3ToT) ; ils sont tombés sur une certaine partie du réseau ; ...

Nous voulons calculer, à une normalisation arbitraire près, la couverture du ciel pour cet ensemble d'événements, c'est-à-dire la densité de ces événements dans chaque direction du ciel dans l'hypothèse où le ciel est isotrope et la statistique infinie. Nous appelons $W(\vec{n})$ cette couverture, avec $\vec{n} = (\alpha, \delta)$ une direction donnée du ciel. On notera toujours $\alpha$ et $\delta$ les coordonnées équatoriales d'une direction donnée (respectivement, l'ascension droite et la déclinaison). Les coordonnées galactiques sont notées $\ell$ et $b$. Les variables $\theta$ et $\phi$ représentent le zénith et l'azimut d'une certaine direction du ciel, vue depuis l'Observatoire à un instant donné. Précisons que $\phi$ est compté dans le sens horaire à partir de la direction indiquant l'est. Ainsi, $\phi = -90°$ correspond au sud. Appelons enfin $\mathrm{lat} \simeq -35°$ et $\mathrm{lon} \simeq -69°$ la latitude et la longitude du site d'Auger.

### 2.2.1 Principe général du calcul

À chaque instant $t$, on note $\hat{a}[\theta, \phi, t]$ la probabilité (relative) de détecter un rayon cosmique avec le SD dans un angle solide élémentaire $\delta\Omega$ centré sur la direction $(\theta, \phi)$. C'est dans cette grandeur que sont contenus tous les effets d'acceptance, et en particulier ceux qui ont été étudiés à la section précédente. Pour chaque $t$, il y a alors une relation bijective entre les coordonnées $(\theta, \phi)$ et $(\alpha, \delta)$. La Fig. 2.15 précise la géométrie. Nous définissons un système de coordonnées $(x, y, z)$ associé aux coordonnées équatoriales, mais en rotation par rapport au pôle Nord de façon à ce que $y = 0$ définisse l'ascension droite de la direction vers laquelle pointe le zénith de l'observatoire à chaque instant. Cette ascension droite n'est rien d'autre que le temps sidéral et est notée $TS(t)$. Dans ce repère une direction $\vec{u}(\alpha, \delta)$ donnée a pour coordonnées :

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} \cos\delta\, \cos(\alpha - TS(t)) \\ \cos\delta\, \sin(\alpha - TS(t)) \\ \sin\delta \end{pmatrix}$$

Alors que la direction du zénith de l'observatoire a pour coordonnées :

$$\vec{u}_0 = \begin{pmatrix} \cos(\mathrm{lat}) \\ 0 \\ \sin(\mathrm{lat}) \end{pmatrix}$$

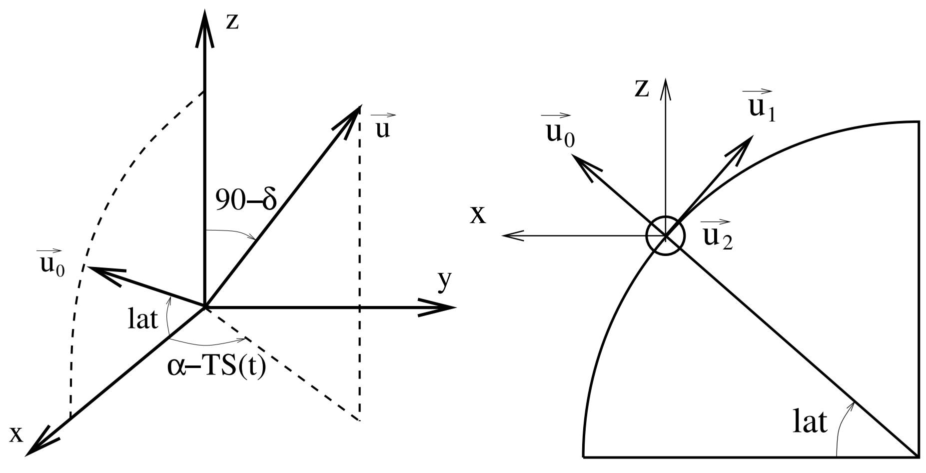



**FIG. 2.15 :** *Système de coordonnées utilisé. Gauche : $(xOy)$ est le plan équatorial, $z$ la direction du pôle nord, $\vec{u}_0$ la direction du zénith de l'Observatoire à un instant $t$ et $\vec{u}$ une direction quelconque de coordonnées équatoriales $(\alpha, \delta)$. Droite : projection dans le plan $(xOz)$. On définit ainsi les vecteurs $\vec{u}_1$ et $\vec{u}_2$, indiquant respectivement le nord et l'est dans le plan du détecteur.*

## La pixellisation Healpix

Le choix d'une pixellisation particulière est bien sûr simplement une question de convention. Toutes les cartes de couvertures présentées ici sont calculées avec la pixellisation Healpix de la sphère [19], largement utilisée dans la communauté du CMB. Cette pixellisation est basée sur une division fondamentale de la sphère en 12 pixels en forme de losange, chacun de ces losanges pouvant ensuite être divisé un nombre arbitraire de fois en 4 losanges plus petits. Une pixellisation est caractérisée par $N_{\rm side} = 1, 2, 4, 8...$, le nombre de divisions opérées sur les losanges. Le nombre de pixels est alors $12 \times N_{\rm side}^2$.

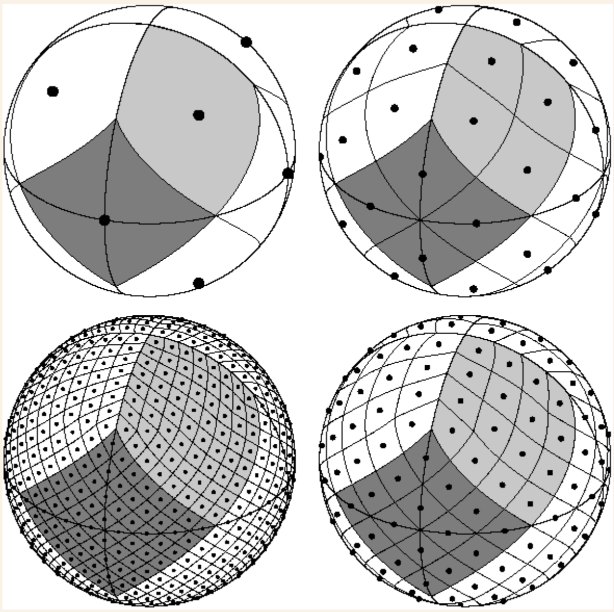


**Figure :** *Représentation des pixels Healpix pour* $N_{\rm side}$ *= 1, 2, 4 et 8.*

Les intérêts principaux de cette pixellisation, pour l'étude des anisotropies des rayons cosmiques, sont 1) le fait remarquable que tous les pixels ont une surface identique, et 2) la disposition des pixels permet d'appliquer des algorithmes de FFT pour les calculs de spectre de puissance sur la sphère (voir chapitre suivant).

On définit les vecteurs $\vec{u}_1$ et $\vec{u}_2$ représentant localement les directions du nord et de l'est dans le plan du détecteur, à la latitude d'Auger. Ces vecteurs ont pour coordonnées, toujours dans le même repère :

$$\vec{u}_1 = \begin{pmatrix} -\sin(\mathrm{lat}) \\ 0 \\ \cos(\mathrm{lat}) \end{pmatrix} \qquad \text{et} \qquad \vec{u}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

L'angle zénithal $\theta$ est l'angle entre la direction $\vec{u}$ et $\vec{u}_0$. L'azimut est, lui, l'angle entre la projection de $\vec{u}$ dans le plan $(\vec{u}_1, \vec{u}_2)$ et la direction indiquant l'est, soit $\vec{u}_2$. On en déduit les relations entre les coordonnées locales et les coordonnées équatoriales :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \cos\theta & = & \sin(\mathrm{lat})\,\sin\delta + \cos(\mathrm{lat})\,\cos\delta\,\cos[\alpha - TS(t)] \\ \sin\theta\,\cos\phi & = & \cos\delta\,\sin[\alpha - TS(t)] \\ \sin\theta\,\sin\phi & = & \cos(\mathrm{lat})\,\sin\delta - \sin(\mathrm{lat})\,\cos\delta\,\cos[\alpha - TS(t)] \end{array} \right.$$

La couverture du ciel s'écrit alors, dans sa forme la plus générale :

$$\boxed{W(\alpha,\delta) = \int_t dt\, \hat{a}\,[t, \theta(\alpha,\delta,t), \phi(\alpha,\delta,t)]}$$

### 2.2.2 Cas d'une acceptance constante

Nous nous plaçons tout le long de cette section dans le cas où les variations temporelles de l'acceptance sont négligeables : $\hat{a} = \hat{a}(\theta, \phi)$. Cette approximation est valable pour un détecteur de taille constante, fonctionnant en continu, et sans effet systématique du type des effets météorologiques décrits à la section précédente. Les fonctions $\theta(t)$ et $\phi(t)$ sont périodiques, de période un jour sidéral (ce qui est un petit peu moins qu'un jour solaire). En considérant une durée d'activité du détecteur qui soit un nombre entier de jours sidéraux, on peut alors effectuer l'intégration sur une seule rotation terrestre :

$$W(\alpha,\delta) = \int_0^{2\pi} dt\, \hat{a}[\theta(\alpha,\delta,t), \phi(\alpha,\delta,t)]$$

$\theta$ et $\phi$ ne dépendent de $t$ que par l'intermédiaire du temps sidéral : $TS(t) = t$. Nous nous limitons maintenant au cas où l'acceptance ne dépend pas de l'azimut $\phi$ de manière significative. C'est une approximation a priori valable pour le SD. Dans ce cas, on peut expliciter après le changement de variable $t \to t + \alpha$ :

$$W(\delta) = \int_0^{2\pi} dt\, \hat{a}\,[\mathrm{acos}\,(\sin(\mathrm{lat})\,\sin\delta + \cos(\mathrm{lat})\,\cos\delta\,\cos(t))]$$

On remarque en particulier que dans ce cas, la couverture est invariante en ascension droite.

#### Acceptance saturée : formule de la couverture « canonique »

On se place dans le cas particulier d'une acceptance saturée pour des angles zénithaux inférieurs à une certaine valeure $\theta_{\max}$. Cela signifie que toutes les gerbes arrivant sur le détecteur sont détectées, quel que soit $\theta \leq \theta_{\max}$. C'est le cas du SD si l'on coupe à des énergies suffisamment élevées, par exemple $E \geq 10$ EeV, pour $\theta \leq 60°$. Dans ce cas, seul un terme d'acceptance géométrique contribue à $\hat{a}$, lié à la surface effective du réseau vu par les gerbes inclinées : la Fig. 2.16 montre que $\hat{a}(\theta) \propto \cos\theta$.

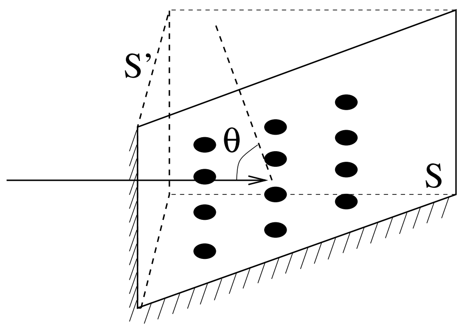



**FIG. 2.16 :** *Géométrie du réseau « vu » par une gerbe inclinée d'un angle zénithal $\theta$. Par effet de projection, le réseau a une surface effective $S'(\theta) = S\cos\theta$.*

On a donc, en prenant en compte $\theta_{\rm max}$ par une fonction de Heavyside notée $\mathcal{H}$ :

$$\begin{aligned} W(\delta) &= \int_0^{2\pi} dt\, \mathcal{H}(\theta - \theta_{\rm max}) \cos\theta \\ &= \int_0^{2\pi} dt\, \mathcal{H}(\cos\theta_{\rm max} - \cos\theta) \cos\theta \\ &= \int_0^{2\pi} dt\, \mathcal{H}(\cos t - \xi)(\sin(\mathrm{lat})\, \sin\delta + \cos(\mathrm{lat})\, \cos\delta\, \cos(t)) \end{aligned}$$

Où on a posé :

$$\xi = \frac{\cos\theta_{\rm max} - \sin(\mathrm{lat})\, \sin\delta}{\cos(\mathrm{lat})\, \cos\delta}$$

Si $\xi \geq 1$, alors la fonction $\mathcal{H}$ est nulle tout le temps, c'est-à-dire que la direction considérée n'est jamais visible depuis l'Observatoire sous un angle $\theta \leq \theta_{\rm max}$. Si $\xi \leq -1$, $\mathcal{H} = 1$ et l'intégrale se calcule sans problème. Pour $|\xi| \leq 1$, alors on pose $\alpha_m = \mathrm{acos}(\xi)$ et :

$$\begin{aligned} W(\delta) &= \int_0^{\alpha_m} dt\, (\sin(\mathrm{lat})\, \sin\delta + \cos(\mathrm{lat})\, \cos\delta\, \cos(t)) \\ &= \alpha_m \sin\delta\, \sin(\mathrm{lat}) + \cos\delta\, \cos(\mathrm{lat})\, \sin\alpha_m \end{aligned}$$

On retrouve ainsi la formule classique, obtenue dans [20], et utilisée dans de nombreuses références étudiant les anisotropies des rayons cosmiques aux plus hautes énergies avec les données des expériences antérieures à Auger et de type réseau au sol.

Comme $W$ ne dépend pas de $\alpha$, on peut sans ambiguïté considérer la distribution en déclinaison $N(\delta)$ associée à cette couverture : elle est égale à $W$, à un facteur d'angle solide près :

$$N(\delta) = W(\delta) \times \sin\delta$$

La couverture et la distribution en déclinaison pour Auger sud, avec $\theta \leq 60°$, sont représentées sur la Fig. 2.17. On voit que, la latitude du site étant particulièrement basse, le pôle sud est bien mieux couvert que les autres régions du ciel.

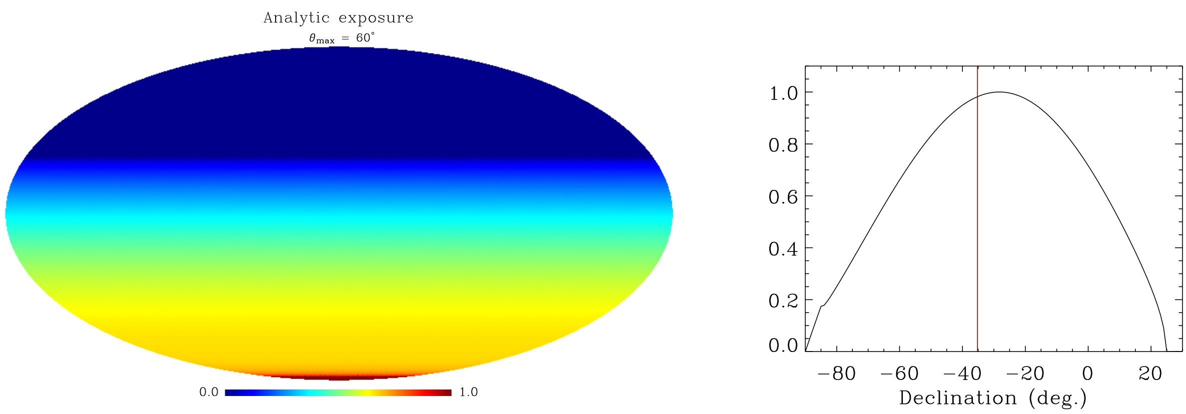



**FIG. 2.17 :** *Gauche : couverture « canonique » pour Auger sud avec $\theta \leq 60°$, en coordonnées équatoriales. Droite : distribution en déclinaison associée. Pour $\delta \lesssim 85°$, on a $\xi \leq -1$ (voir formules du texte) ce qui signifie que chaque direction du ciel est vue en permanence depuis Auger. Cela explique le point anguleux observé sur le graphique. Ligne rouge : latitude du site d'Auger sud.*

**Distribution en $\theta$, toujours dans le cas d'une acceptance saturée**

Pour une acceptance saturée, on a écrit pour la distribution par unité d'angle solide $\hat{a}(\theta) \sim \cos\theta$. Pour en déduire la distribution en $\theta$, il faut prendre en compte le facteur d'angle solide $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ associé à la région du ciel observée pour $[\theta, \theta + d\theta]$. On en déduit la distribution en $\theta$ associée :

$$\frac{dN}{d\theta} = N_0 \cos\theta \, \sin\theta \qquad \text{soit} \qquad \frac{dN}{d\cos^2\theta} = \frac{dN}{d\sin^2\theta} = N_0/2$$

Cela justifie que la distribution des événements au-dessus d'une énergie donnée doit être plate en $\cos^2\theta$ lorque l'acceptance est saturée, ce qui est la base de la méthode du CIC (voir chapitre précédent). On observe généralement que les reconstructions de l'énergie basées sur les simulations de gerbes ne vérifient pas cette assertion, ce qui est une indication que l'estimation en énergie dans ce cas est biaisée, et que le biais dépend de $\theta$. L'application de la méthode CIC permet de corriger empiriquement la dépendance de ce biais en $\theta$. La Fig. 2.18 montre les distributions en $\cos^2\theta$ des événements du SD à $E \geq 10$ EeV pour une échelle d'énergie basée sur des Monte-Carlo, et pour une échelle d'énergie basée sur l'ensemble « FD+CIC ».

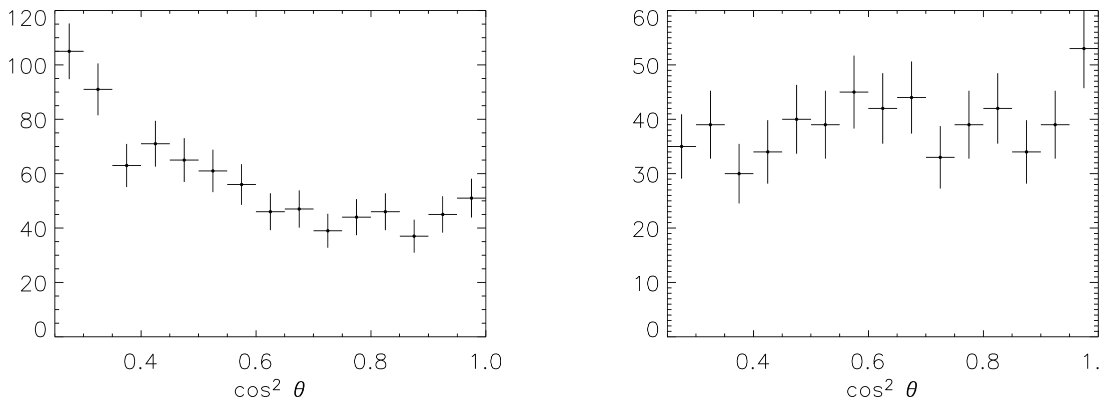



**FIG. 2.18 :** *Gauche : distribution en $\cos^2\theta$ (de $\theta = 60°$ à $\theta = 0°$) des événements T5 de 2004-2005, reconstruits par l'algorithme de reconstruction du CDAS (le Herald), avec la coupure $E \geq 10$ EeV, l'échelle d'énergie étant basée sur des simulations de gerbes. On observe l'apparition d'un biais qui dépend de $\theta$ à partir de $\theta \gtrsim 45°$. Droite : distribution des mêmes événements, avec la même coupure en énergie mais l'échelle d'énergie étant basée sur l'ensemble « FD + CIC ».*

♠ *Nous utiliserons donc pour toutes les analyses qui vont suivre des coupures en énergie basée sur le CIC. Cela permettra d'utiliser la couverture canonique sans problème. Remarquons qu'il peut être dangereux d'étudier les anisotropies à grande échelle des UHECRs de détecteurs de surface comme AGASA, Yakutsk ou Sugar, en utilisant la couverture canonique comme cela a été fait dans certaines publications : rien ne garantit pour ces expériences des distributions plates en $\cos^2\theta$.*

**Acceptance non saturée**

À basse énergie (typiquement $E \lesssim 3$ EeV pour Auger), l'acceptance n'est plus saturée et dans ce cas, elle diminue à grand angle zénital, car les gerbes inclinées, ayant traversé une plus grande profondeur d'atmosphère, ont une densité de particules plus atténuée que les gerbes verticales. Des calculs de l'acceptance du détecteur basés sur des simulations de gerbes, en fonction de l'angle zénithal en particulier, ont été effectués [21], et sont en accord tout-à-fait raisonnable avec les distributions en $\theta$ des événements observés à basse énergie. Néanmoins, la couverture du ciel devant être déterminée au pourcent près à basse énergie, il faut déterminer la fonction $\hat{a}(\theta)$ avec une précision meilleure que le pourcent, ce que ne peuvent bien sûr pas faire les simulations. Le seul moyen est donc d'extraire $\hat{a}(\theta)$ de la distribution des angles zénithaux des événements observés. Cela peut être fait simplement en ajustant une fonction empirique à l'histogramme en $\theta$ des événements, $dN/d\theta$, ou bien même en utilisant directement cet histogramme. Des exemples de distributions angulaires à basse énergie sont représentés en Fig. 2.19. Les fonctions ajustant l'histogramme ont été choisies de la forme suivante :

$$\frac{dN}{d\theta} \sim \frac{\cos\theta\,\sin\theta}{1+\exp\left(\frac{\theta_0-\theta}{\Delta\theta}\right)} \times \mathrm{Spl}(\theta)$$

On conserve bien sûr les termes géométriques pour l'ajustement. Le terme de la forme « Fermi-Dirac » (une sigmoïde) est ajouté car l'effet dominant observé et attendu est une chute de l'acceptance à grands angles, typiquement à $\theta_0 \simeq 50°$, à cause de l'atténuation des gerbes inclinées. L'ajustement avec ce simple terme en Fermi-Dirac ne suffit néanmoins pas à fournir un modèle précis au pourcent près, on doit donc ajuster des termes correctifs représentés sous la forme de splines d'ordres allant typiquement jusqu'à 3 ou 4 (on peut bien sûr ajuster n'importe quel type de fonction à la place, comme des polynômes). La comparaison entre les graphiques de gauche et de droite de la Fig. 2.19 montre en particulier que plus on se place à basse énergie, plus l'atténuation à grands angles zénithaux est importante.

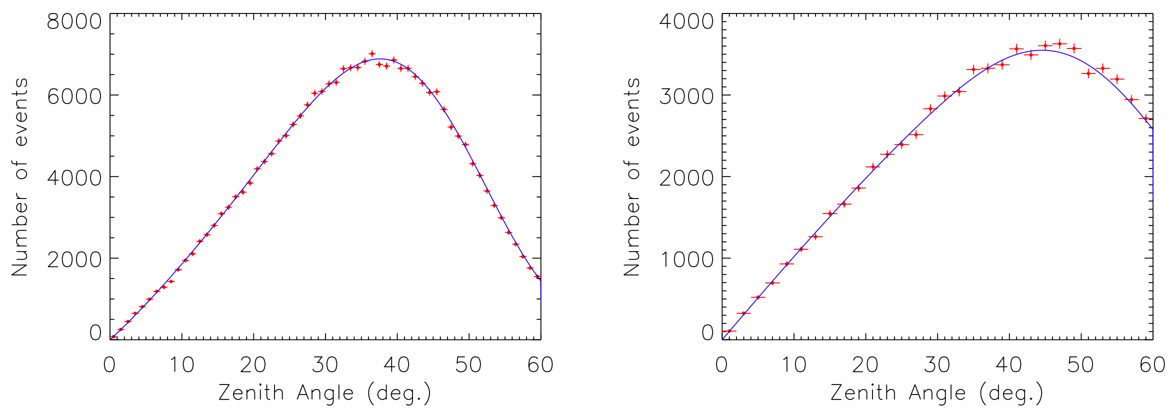



**FIG. 2.19 :** *Distributions angulaires $dN/d\theta$ des événements du SD de basse énergie, ajustées par des fonctions empiriques décrites dans le texte. Gauche : événements T4 ayant déclenché en « 3ToT ». Il s'agit d'événements dont l'énergie estimée est en moyenne inférieure à 1 EeV. Droite : événements T4 d'énergie reconstruite $E \geq 1$ EeV.*

Ainsi munis d'une paramétrisation empirique de la distribution en $\theta$ de ces événements, on peut en déduire l'acceptance en fonction de $\theta$. Il suffit de prendre en compte l'effet d'angle solide, et on a :

$$\hat{a}(\theta) \sim \frac{dN/d\theta}{\sin\theta}$$

Par la suite, la dépendance en $\theta$ de l'acceptance à basse énergie sera toujours obtenue de cette façon. La fonction $W(\delta)$ est alors obtenue par intégration numérique de la formule générale donnée plus haut. La carte de couverture et la distribution en déclinaison associées à la distribution en $\theta$ des événements 3ToT, représentée sur la Fig. 2.19 (gauche) sont représentées à la Fig. 2.20. La distribution en $\theta$ étant coupée à des angles de l'ordre de 50°, le pôle sud n'est plus « surexposé », comme c'était le cas à plus haute énergie.

### 2.2.3 Quelques effets systématiques possibles

Nous approfondissons ici quelques points délicats du calcul de la carte de couverture, toujours sous l'hypothèse d'une acceptance indépendante du temps. Nous montrons d'abord quelle peut être l'influence d'une

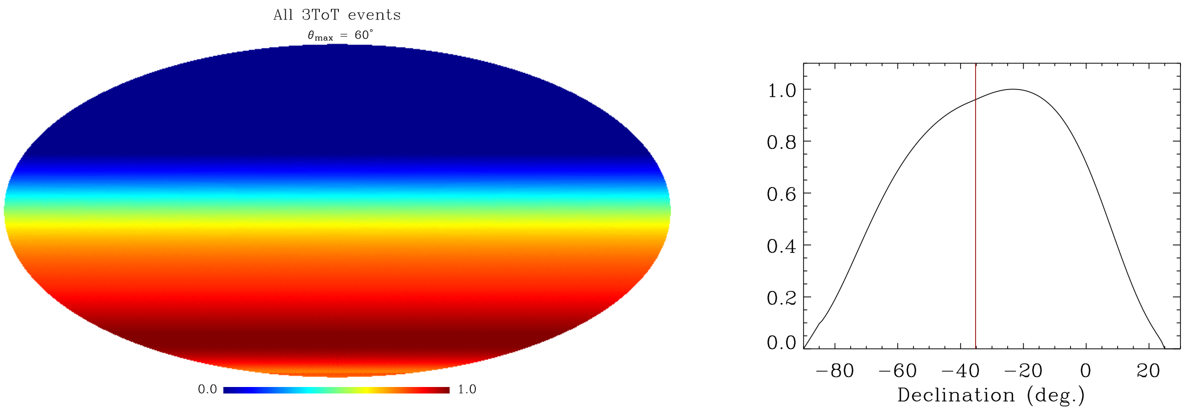



**FIG. 2.20 :** *Couverture du ciel et distribution en déclinaison associée des événements T4 du SD ayant déclenché en 3ToT, avec $\theta \leq 60°$, calculées en supposant que l'acceptance ne dépend que de $\theta$. Ces distributions sont à comparer avec la Fig. 2.17.*

véritable anisotropie sur le ciel sur les distributions en $\theta$ et en $\phi$ des événements observés. Ensuite, nous étudions comment la couverture doit être calculée si l'acceptance dépend aussi de l'azimuth $\phi$, en plus de $\theta$.

### Influence d'une éventuelle anisotropie sur la distribution en $\theta$ et en $\phi$ des événements

À deux reprises, nous faisons l'hypothèse importante qu'une éventuelle anisotropie sur le ciel ne modifie pas significativement la distribution en $\theta$ des événements :

– La reconstruction en énergie des événements avec la méthode CIC suppose une distribution plate en $\cos^2\theta$ des événements à saturation de l'acceptance.
– À basse énergie, on utilise directement la distribution observée des angles au zénith des événements pour reconstruire la carte de couverture.

Il est donc crucial de vérifier cette hypothèse, non seulement pour les études d'anisotropies mais aussi pour valider la méthode du CIC. Une source quasi ponctuelle, ne contribuant qu'à une fraction faible des événements sur le ciel, a peu de chances d'avoir une influence sur la distribution en $\theta$. Ce n'est a priori pas le cas d'une anisotropie à très grande échelle, comme un dipôle sur le ciel. Par l'effet de la rotation de la Terre, la distribution en $\theta$ est naturellement plus influencée par la distribution en déclinaison que par la distribution en ascension droite des événements. On attend donc qu'un dipôle modifie la distribution en $\theta$ d'autant plus que la déclinaison de son maximum est élevée, puisque plus un dipôle est proche de l'un des pôles, plus il modifie la distribution des déclinaisons.

On peut quantifier cet effet. On considère un dipôle, centré en un point de déclinaison $-60°$, c'est-à-dire relativement proche du pôle Sud sans que ce soit un cas extrême, et d'amplitude 50%. La densité des événements sur le ciel varie donc entre 0.5 et 1.5. Par simple changement de système de coordonnées, on peut prédire la distribution en $\theta$ attendue par rapport à un observateur situé à la latitude d'Auger sud. Cette distribution est représentée à la Fig. 2.21 (gauche). En l'absence d'un dipôle, on retrouve bien sûr une distribution $\propto \sin\theta$, résultat simplement dû à l'effet d'angle solide. Cette distribution est significativement modifiée par la présence d'un dipôle.

Dans une seconde étape, on introduit une acceptance modèle pour Auger : on utilise le modèle de sigmoïde décrit à la section précédente, avec les paramètres $\theta_0 = 50°$ et $\Delta\theta = 5°$. L'acceptance est donc saturée jusqu'à $\sim 45°$ avant de s'effondrer à $60°$. La distribution en $\theta$ attendue est alors le produit de cette acceptance par la distribution précédente. Elle est représentée en Fig. 2.21 (droite), en présence et en l'absence de dipôle. Il est alors remarquable de noter que, grâce au fait que l'on n'est sensible qu'aux « bas » angles zénithaux, la

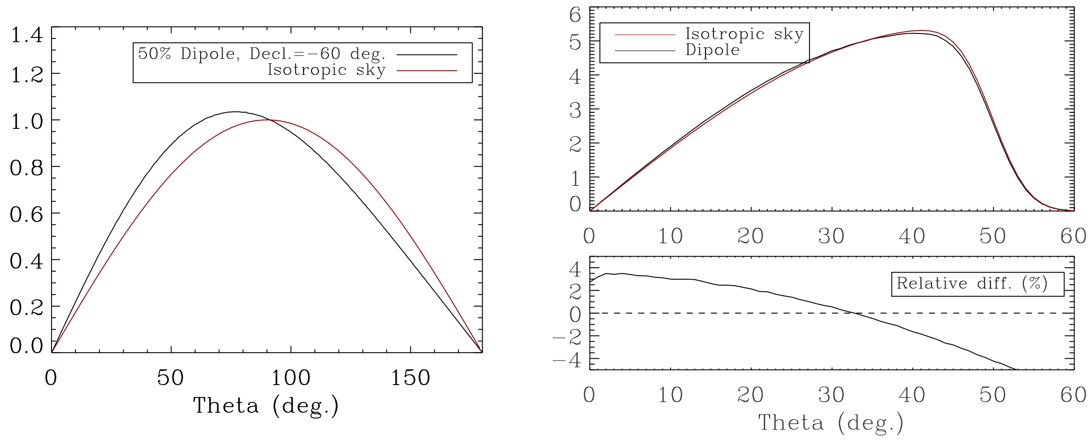



**FIG. 2.21 :** *Gauche : distributions de $\theta$ par rapport à un observateur situé à la latitude d'Auger en présence et en l'absence d'un dipôle de forte amplitude. Droite : les mêmes distributions, convoluées par une acceptance typique pour Auger. La Fig. du bas montre la différence relative entre ces deux distributions.*

présence du dipôle ne modifie que très légèrement la distribution des $\theta$. **Même un dipôle d'amplitude 50% ne modifie la distribution en $\theta$ que de $\sim 3\%$.** Cela a deux conséquences très bénéfiques :

1. Aux hautes énergies, la présence d'un dipôle de grande amplitude n'est pas exclue, mais la statistique est telle que la méthode CIC n'est pas sensible à des modifications de la distribution en $\theta$ de l'ordre du pourcent.
2. Aux basses énergies, les expériences précédentes nous assurent qu'un éventuel dipôle n'aura au plus qu'une amplitude de l'ordre de quelques pourcents. La modification de la distribution en $\theta$, de l'ordre de 0.3% pour un dipôle de 5%, sera donc négligeable.

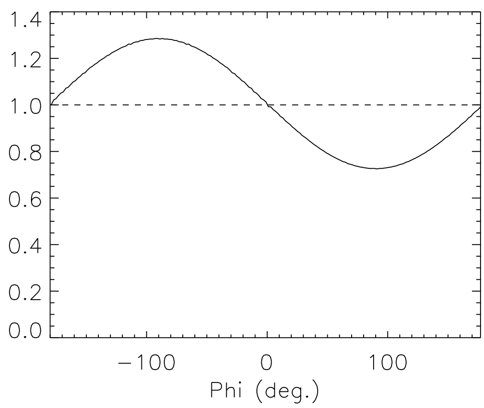



**FIG. 2.22 :** *Distribution en $\phi$ par rapport à un observateur situé à la latitude d'Auger, en présence du même dipôle qu'à la Fig. 2.21, d'amplitude 50% et de déclinaison $-60°$. Rappelons que $\phi = -90°$ correspond au pôle sud avec le système de coordonnées d'Auger.*

**Nous avons donc répondu à une objection de principe sur la méthode CIC, et validé l'utilisation de la distribution en $\theta$ des événements observés pour le calcul de la couverture à basse énergie.** Avec le même modèle d'anisotropie à grande échelle, on peut étudier quelle est l'influence d'un tel dipôle sur la distribution en $\phi$ des événements. La distribution, toujours calculée par simple opération de changement de coordonnées, est représentée à la Fig. 2.22. L'acceptance en $\phi$ étant constante, on voit que cette fois-ci, contrairement au cas de $\theta$, la distribution en $\phi$ des événements observé peut être très fortement modifiée par une anisotropie à grande échelle. La symétrie de la couverture du ciel et l'effet de la rotation de la Terre font que, quelle que soit l'anisotropie, la modulation en $\phi$ considérée sera symétrique par rapport à l'axe Nord-Sud.

### Influence d'une éventuelle modulation en azimut de l'acceptance

Une autre approximation que nous avons explicitement faite dans toute cette partie est de supposer que l'acceptance est indépendante de l'azimut $\phi$. Des modulations en azimut de l'acceptance peuvent être attendues pour les raisons suivantes :

- La géométrie hexagonale du réseau doit engendrer, au seuil de détection et à grand angle zénithal, une modulation en $\phi$ de période $2\pi/3$. Les simulations ont néanmoins montré qu'il s'agit a priori d'un effet très faible.
- Des effets de bords du détecteur, dont la géométrie globale est pour l'instant très irrégulière, peuvent aussi provoquer des non-uniformités dans la distribution en $\phi$, et ce pour des gerbes de toutes tailles, donc des événements de toutes énergies. On ne connaît pas a priori la non-uniformité résultante, car pour pouvoir la prédire il faudrait faire des simulations dans des configurations du détecteur très nombreuses et irrégulières. L'utilisation du T5 doit permettre de diminuer cet effet, mais pas de l'éliminer complètement.
- Le développement des gerbes est influencé par la composante $\vec{B}_\perp$ du champ géomagnétique perpendiculaire à l'axe de la gerbe. L'intensité de $\vec{B}_\perp$ dépend de $\phi$, ce qui peut donc entraîner une modulation de l'acceptance du détecteur en $\phi$, de période $2\pi$. Ces effets géomagnétiques sont particulièrement importants pour les gerbes inclinées, ainsi que dans le cas spécifique des gerbes engendrées par des photons (voir chapitre 1).

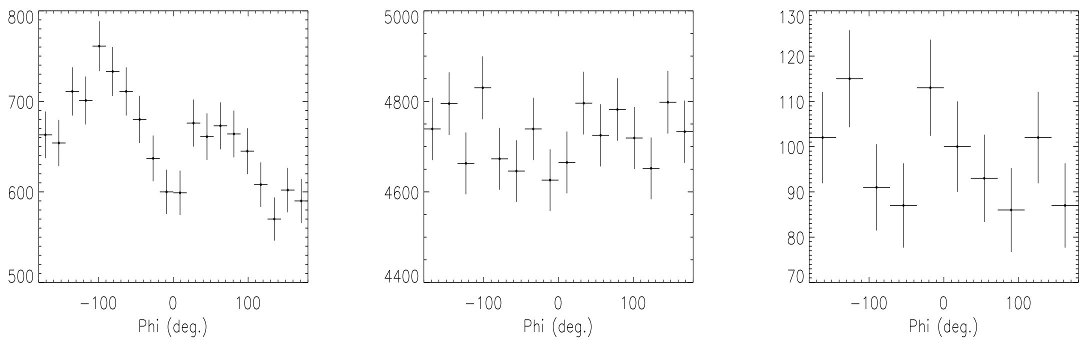



**FIG. 2.23 :** *Distributions en $\phi$ des événements Auger pour 2004-2005. Gauche : tous les T4 avec $\theta \geq 60°$. Centre : événements T5 - 3ToT, avec $\theta \leq 60°$, et surtout la coupure « de référence » : année 2005 et cuves de numéro inférieur à 600. Droite : Événements de haute énergie, $E \geq 10$ EeV et $\theta \leq 60°$.*

La Fig. 2.23 montre les distributions en azimut pour différents lots d'événements. La distribution n'est pas du tout plate pour l'ensemble des événements inclinés de basse énergie (gauche). Par contre, en ne considérant que les événements avec $\theta \leq 60°$, et confinés dans le sous-réseau formé par les cuves de numéro $\leq 600$ (ce qui permet de réduire très fortement les effets de bord), la distribution en $\phi$ redevient uniforme. Cela laisse penser que la modulation en $\phi$ observée sur le graphique de gauche, dont la forme est particulièrement irrégulière, est due à des effets de bords du détecteur. À haute énergie, il n'apparaît pas de non-uniformité flagrante en $\phi$. On conclut de ces graphiques que l'hypothèse de l'invariance en $\phi$ est raisonnable d'une part à haute énergie (où la statistique fait que l'on n'est pas sensible à des modulations de l'ordre du pourcent), et d'autre part en utilisant le lot de données de référence décrit au début du chapitre, et qui permet de ne pas avoir d'effets de bords.

Pour mesurer l'effet d'une éventuelle modulation en $\phi$ de l'acceptance sur la couverture, nous considérons un modèle simple de modulation sinusoïdale de l'acceptance, que l'on suppose sous la forme factorisable :

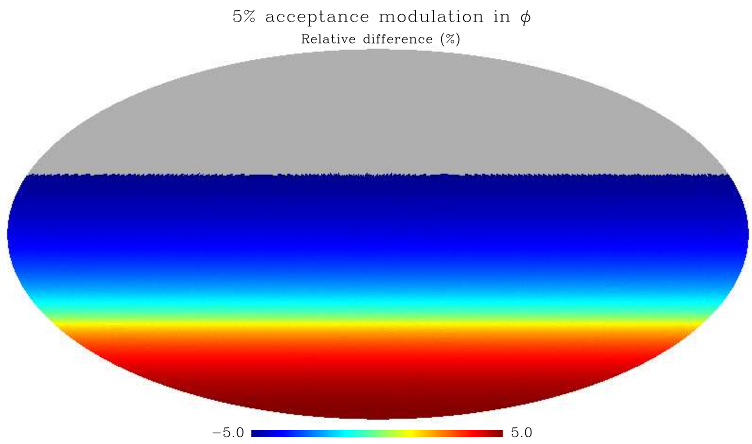



**FIG. 2.24 :** *Différence relative entre la couverture calculée en présence d'une modulation en $\phi$ de l'acceptance de la forme $a(\phi) = 1 - 0.05 \sin \phi$, soit un excès de 5% vers le sud, et la couverture correspondante sans modulation en $\phi$. On utilise la distribution en $\theta$ des événements Auger 3ToT.*

$$a(\theta, \phi) = a_0(\theta) \times (1 + \epsilon \sin(\phi - \phi_0))$$

La couverture est ensuite calculée d'après les formules générales. La Fig. 2.24 montre la différence relative entre les couvertures calculées pour $\epsilon = 5\%$ et $\epsilon = 0$. On voit ainsi que la modulation en $\phi$ se transmet complètement à la distribution en déclinaison, un excès d'amplitude $5\%$ apparaissant en direction du pôle sud. Par invariance de la couverture par rotation, toute modulation en $\phi$ de l'acceptance se traduira ainsi en excès ou en déficit d'événements en direction du pôle sud. **Il faut donc considérer comme « suspect » tout excès observé dans les données dans la direction particulière du pôle sud, en particulier si la couverture a été calculée en supposant l'acceptance invariante en $\phi$.**

#### Effet de la grande taille du réseau

L'Observatoire Pierre Auger a une extension en latitude très importante, de l'ordre du demi-degré (voir Fig. 2.25), si bien qu'on ne peut pas a priori utiliser une latitude constante pour le calcul de la carte de couverture. La différence entre une couverture calculée en prenant la latitude du site au nord du réseau et au sud est de l'ordre de $\lesssim 1\%$, ce qui n'est pas négligeable pour les études à basse énergie. En fait :

- Pour les événements au-dessus du seuil d'acceptance, cet effet est négligeable.
- Pour les événements à basse énergie, on a vu qu'on utilisait toujours la distribution en $\theta$ des événements observés. Le principe est alors de définir pour chaque événement, en plus d'un angle $\theta$ local, l'angle $\theta_{\rm ref}$ entre la direction d'arrivée et la verticale d'un point de référence du réseau, qui est par convention le point de latitude $-35.25°$ et de longitude $-69.25°$. On utilise donc en fait la distribution des $\theta_{\rm ref}$, et les coordonnées équatoriales du point de référence pour calculer la carte de couverture.

### 2.2.4 Acceptance variable au cours du temps

Les calculs de couverture se compliquent beaucoup lorsque l'acceptance du détecteur subit des variations temporelles, même de faibles amplitudes. C'est bien sûr le cas des détecteurs de fluorescence d'Auger ou de HiRes, mais aussi du SD comme nous l'avons vu au début du chapitre. Supposons que l'acceptance est plus élevée de jour que de nuit, ou bien plus élevée en été qu'en hiver (nous avons vu que cela est le cas, que ce soit pour des raisons de stabilité de l'acquisition ou d'effets météorologiques). Dans ce cas, en fonction de la période

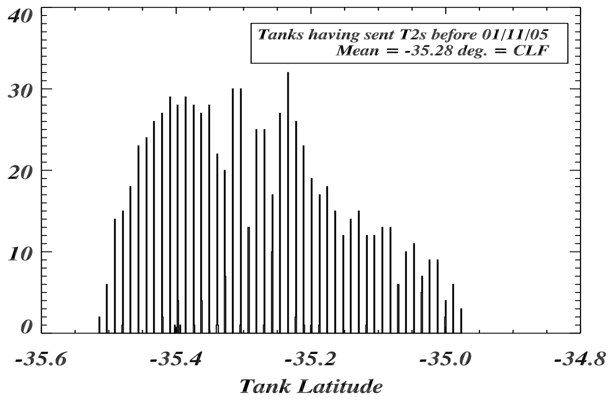



**FIG. 2.25 :** *Distribution en latitude des cuves Auger déployée à la fin 2005. La latitude moyenne correspondait à cette époque à la latitude du CLF.*

considérée, une partie du ciel sera plus exposée que l'autre. Ainsi, **les effets fins d'acceptance génèrent des modulations en ascension droite du taux d'événements.** Tout le travail est donc de prendre en compte, d'une manière ou d'une autre, ces effets d'acceptance afin de distinguer une telle modulation artificielle d'une vraie anisotropie sur le ciel.

**Les méthodes de type « scrambling »**

Le principe de ces méthodes est d'utiliser les distributions angulaires et en temps des événements observés pour reconstruire la carte de couverture. À partir d'un lot de données, on construit ainsi un grand nombre de lots d'événements simulés dont les distributions en $\theta$, en $\phi$ et en temps sont conservées. Pour cela, il suffit de permuter les $\theta_i$, $\phi_i$ et $t_i$ des événements observés. On fabrique ainsi un grand nombre de cartes d'événements simulés. Ces cartes simulées sont censées reproduire les propriétés de l'acceptance du détecteur, mais pas d'éventuelles anisotropies sur le ciel. La carte de couverture est alors simplement la moyenne de toutes ces cartes d'événements Monte-Carlo.

L'intérêt, mais aussi le désavantage majeur de cette méthode, est qu'il n'est pas nécessaire de contrôler l'acceptance pour obtenir la couverture : on reproduit des distributions observées sans forcément les comprendre. La difficulté principale est de choisir quelles distributions exactes conserver :

1. On a montré que conserver la distribution des $\theta$ n'est jamais un problème, puisque celle-ci est très peu influencée par une éventuelle anisotropie.
2. La distribution en $\phi$ pose plus de problèmes : on sait d'un côté que des effets de bords du détecteur peuvent rendre non-uniforme l'acceptance en $\phi$, mais d'un autre côté toute anisotropie à grande échelle a une influence importante sur la distribution en $\phi$. Ainsi, reproduire la distribution en $\phi$ des événements entraîne le risque d'absorber en grande partie une anisotropie réelle dans la carte de couverture. On peut donc, en fonction du lot d'événements considéré, utiliser la distribution en $\phi$ des données, ou bien tirer des angles $\phi$ selon une loi uniforme pour fabriquer les événements Monte-Carlo.
3. Le problème est identique pour la distribution en temps des événements. Permuter les temps sidéraux $t_i$ des événements observés entraîne l'absorption d'une éventuelle anisotropie dans la carte de couverture. Une amélioration consiste alors à permuter indépendamment les heures solaires $s_i$ (nombres réels compris entre 0 et 24 heures) et les jours solaires $j_i$ (nombres entiers) des événements, tels que $t_i = s_i/24 + j_i$. Cela permet ainsi d'absorber complètement les modulations solaires et à long terme du taux d'événements, dues aux effets météo ou de stabilité/déploiement du réseau, tout en absorbant une fraction bien moindre d'une éventuelle anisotropie sur le ciel.

Une complication supplémentaire apparaît du fait que les modulations en $\phi$ et en temps de l'acceptance peuvent dépendre de $\theta$, comme on l'a vu précédemment. Si l'on veut prendre en compte de tels effets, on peut séparer les données en bins de $\cos\theta$, et effectuer des permutations des angles et des temps des événements à l'intérieur de ces bins.

Un dernier problème qui apparaît avec le *scrambling* est que la carte de couverture hérite des fluctuations poissoniennes dues au nombre fini d'événements observés. La Fig. 2.26 montre ainsi la forme de la couverture obtenue par scrambling des événements d'énergie $E \geq 10$ EeV. Ces fluctuations sont néanmoins toujours plus faibles que les fluctuations poissoniennes qui existent sur la « vraie » carte d'événements.

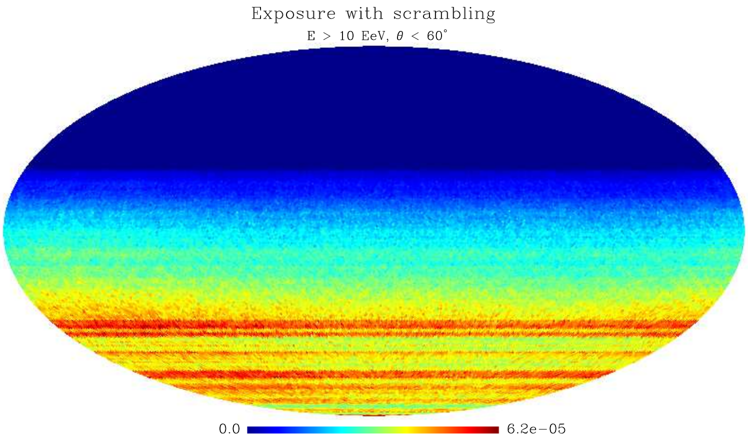



**FIG. 2.26 :** *Carte de couverture obtenue par scrambling des événements Auger de 2004-2005 à $E \geq 10$ EeV (unité arbitraire). Les coordonnées locales $\theta_i$, $\phi_i$ et les temps sidéraux $t_i$ ont été permutés 10 000 fois. Les fluctuations dues à la faible statistique apparaissent essentiellement sous la forme de « bandes » de densité constante en déclinaison.*

L'intérêt des méthodes de scrambling est qu'elles sont « prudentes » : on peut absorber un véritable excès, mais on ne fera pas apparaître une systématique sous la forme d'une anisotropie.

#### Intégration temporelle des modèles d'acceptance

Lorsqu'on dispose d'un modèle d'acceptance satisfaisant, on peut utiliser ce modèle pour intégrer numériquement la formule générale. Ainsi, pour le lot de données « de référence » présenté à la section précédente, on peut utiliser le modèle suivant d'acceptance :

$$\hat{a}[t, \theta, \phi] = a_0(\theta) \times a_{T2}(t) \times [1 + \alpha(T[t] - T_0) + \beta(P[t] - P_0)]$$

On suppose ici explicitement que l'évolution temporelle de l'acceptance est indépendante de $\theta$, et que l'acceptance est indépendante de $\phi$. $a_0(\theta)$ est obtenue à partir de la distribution en $\theta$ des événements. $a_{T2}(t)$ représente le nombre de triangles ou d'hexagones du réseau calculé à partir des fichiers de T2. Les fonctions $T[t]$ et $P[t]$ proviennent de la station météo du CLF, et les coefficients $\alpha$ et $\beta$ ont été déterminés à la section précédente. La Fig. 2.27 (gauche) montre la différence relative entre la couverture obtenue avec ce modèle d'acceptance et la couverture obtenue en supposant l'acceptance indépendante du temps, c'est-à-dire $\hat{a} = a_0(\theta)$.

On observe ainsi que, malgré le fait que nous ayons utilisé ici un lot de données prises sur un réseau de taille approximativement constante, sur une période d'exactement une année, les variations temporelles de l'acceptance génèrent une modulation à grande échelle du taux d'événements en ascension droite, d'une amplitude de l'ordre de 3%. La Fig. 2.27 (droite) montre en particulier l'effet de la dépendance en $(T, P)$ de l'acceptance sur la couverture, c'est-à-dire qu'elle compare le modèle complet d'acceptance avec un modèle simplifié :

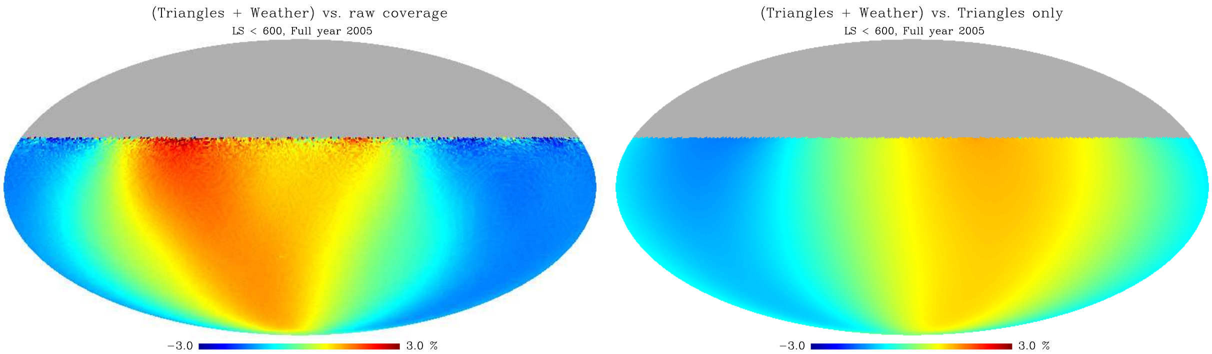



**FIG. 2.27 :** *Gauche : différence relative entre la couverture calculée avec un modèle complet d'acceptance (voir texte) et la couverture correspondante invariance en ascension droite, pour le lot de données « de référence ». Droite : différence relative entre les couvertures prenant et ne prenant pas en compte les effets météorologiques sur l'acceptance.*

$a[t, \theta, \phi] = a_0(\theta) \times a_{T2}(t)$ uniquement. On peut ainsi conclure que, pour ce lot de données de référence, les temps morts de l'acquisition de données génèrent une modulation de $\sim 2\%$, et les effets météorologiques génèrent une autre modulation de $\sim 1\%$ en ascension droite.

### 2.2.5 Variantes et raffinements

Nous présentons ici des variantes et améliorations des deux méthodes présentées ci-dessous pour estimer l'évolution temporelle de l'acceptance.

#### Méthodes intermédiaires

Il existe un grand nombre de variantes possibles permettant de calculer la couverture à partir des données et/ou de modèles d'acceptance. Utiliser de telles méthodes permet de comparer les couvertures obtenues et de comprendre d'éventuelles différences. Nous décrivons ici deux de ces méthodes que nous avons implémentées.

1) On peut utiliser la fonction $a_0(\theta)$ considérée précédemment pour modéliser la dépendance en $\theta$ de l'acceptance, mais utiliser la distribution des temps $t_i$ des événements (au lieu des fichiers de T2 et des modèles d'acceptance) pour construire l'évolution temporelle de l'acceptance. Cela revient alors à faire du *scrambling* en temps sidéral, et permet d'avoir une carte de couverture très « prudente », puisque la distribution en temps des événements est conservée et donc une anisotropie à grande échelle sera en grande partie absorbée dans la couverture. De manière explicite, on modélise l'évolution temporelle de l'acceptance par la loi $a(t) = \sum_i \delta(t - t_i)$, ce qui permet de calculer la couverture, notée $W_e$ avec la formule :

$$W_e(\alpha, \delta) = \sum_i a_0[\theta(t_i, \alpha, \delta)]$$

Toujours avec le même lot d'événements de référence, la différence relative entre la couverture obtenue par cette méthode et la couverture invariante en ascension droite est représentée sur la Fig. 2.28. On observe immédiatement que, comparée à la couverture du modèle précédent, la modulation en ascension droite est plus importante, de l'ordre de 4 %, et n'est pas tout-à-fait orientée selon la même direction.

2) Enfin, on a aussi implémenté un autre modèle intermédiaire d'évolution de $a(t)$. Le principe de cette méthode est de séparer l'évolution temporelle de $a(t)$ en une composante principale due à l'activité des cuves,

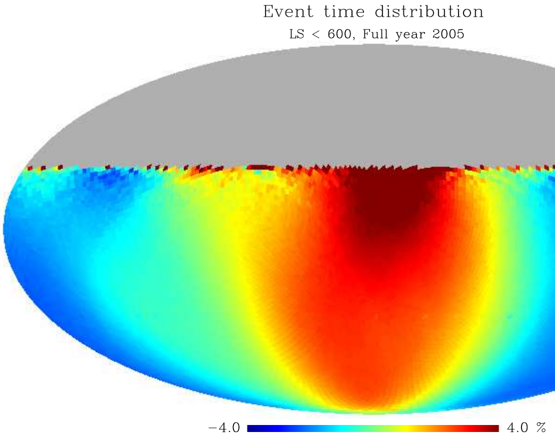



**FIG. 2.28 :** *Différence relative entre la couverture calculée en utilisant la distribution temporelle des événement du « lot de référence » et la couverture calculée en supposant l'acceptance constante.*

## Peut-on factoriser l'évolution temporelle des paramètres météo ?

Les méthodes de *scrambling* en jours et heures solaires $(j_i, s_i)$, ainsi que la méthode dérivée, que nous avons implémentée et décrite dans le texte, sont fondées sur l'idée que l'évolution temporelle des paramètres météo sur le site du détecteur sont globalement factorisables en évolution solaire et évolution à long terme, c'est-à-dire que l'on peut écrire par exemple pour la température $T(t) \simeq T_j(j) \times T_s(s)$. On utilise ici les données météo du CLF en 2004 - 2005 pour obtenir, par simples histogrammes, les fonctions $T_j(j)$ et $T_s(s)$. On compare alors la fonction $\tilde{T}(t) \equiv T_j \times T_s$ et la vraie température $T(t)$.

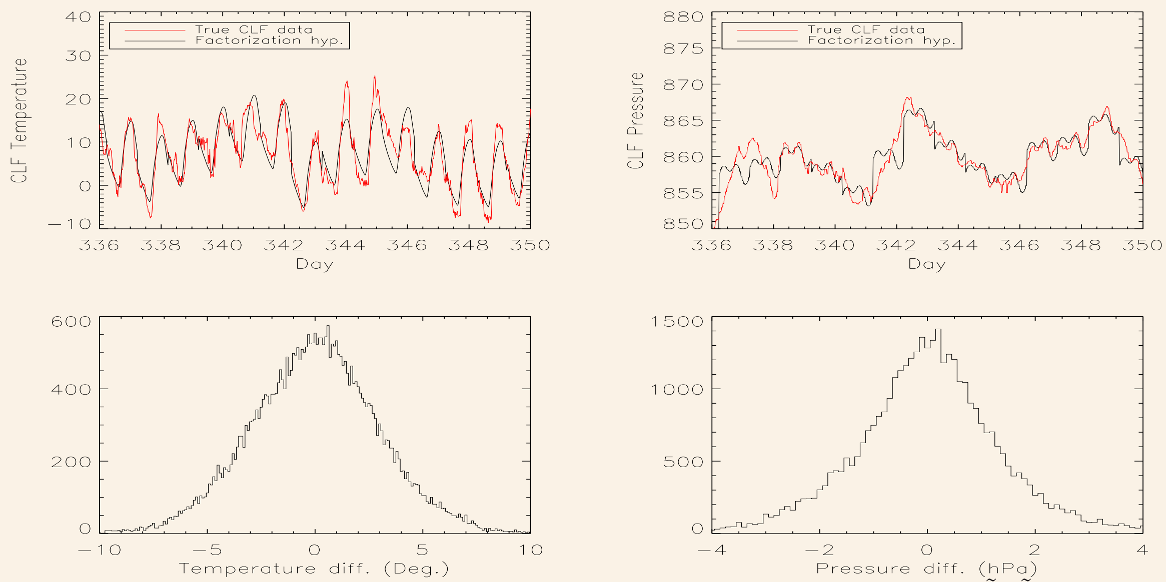



**Figure :** *Haut : exemples de comparaisons entre l'évolution temporelle des paramètres* $(\tilde{T}, \tilde{P})$ *« factorisés », en noir, avec les vraies données* $(T, P)$*, en rouge. Bas : histogrammes des différences entre* $(\tilde{T}, \tilde{P})$ *et* $(T, P)$ *pour la période 2004 - 2005.*

L'hypothèse de factorisation est raisonnable, mais elle conduit à des erreurs relativement importantes, surtout en ce qui concerne la pression.

que l'on maîtrise grâce aux fichiers de T2, et une composante résiduelle due aux effets décrits en première section (météo et instabilités diverses). On écrit donc :

$$\hat{a}[t,\theta,\phi] = a_0(\theta)a_{T2}(t) \times \mathcal{A}(t)$$

On suppose alors que la composante $\mathcal{A}(t)$ est d'une part toujours proche de l'unité, et d'autre part factorisable en une composante à long terme, et une modulation journalière. En utilisant les jours $j$ et temps solaires $s$ introduits précédemment, on pose donc $\mathcal{A}(t) = \mathcal{E}_j(j) \times \mathcal{E}_s(s)$. On montre alors que sous cette hypothèse, les mesures des taux d'événements quotidiens et horaires permettent de remonter à ces fonctions $\mathcal{E}_j$ et $\mathcal{E}_s$, même si une légère anisotropie est présente dans le ciel. C'est la même raison qui est utilisée dans le cadre du *scrambling* pour permuter les $(j_i, s_i)$ plutôt que les $t_i$ seuls.

L'hypothèse de factorisabilité n'est néanmoins pas garantie, même pour les paramètres météo comme le montre l'encadré. La Fig. 2.29 (gauche) montre sur un exemple la différence entre ce modèle d'évolution temporelle de l'acceptance et le modèle « de référence », décrit précédemment, qui utilise les données météo du CLF. Les deux modèles ont leur avantage : le modèle basé sur la factorisation (« FAM ») peut absorber des systématiques qui auraient été « oubliées » par l'autre modèle. Le modèle de référence, lui, prend complètement en compte les fluctuations des conditions météorologiques, sans l'approximation de factorisabilité. La Fig. 2.29 (droite) montre la différence entre la couverture obtenue avec une acceptance factorisable et la couverture correspondante avec acceptance constante. On vérifie ainsi que la couverture obtenue avec cette méthode est très proche de la couverture calculée avec le modèle d'acceptance de référence, présentée en Fig. 2.27.

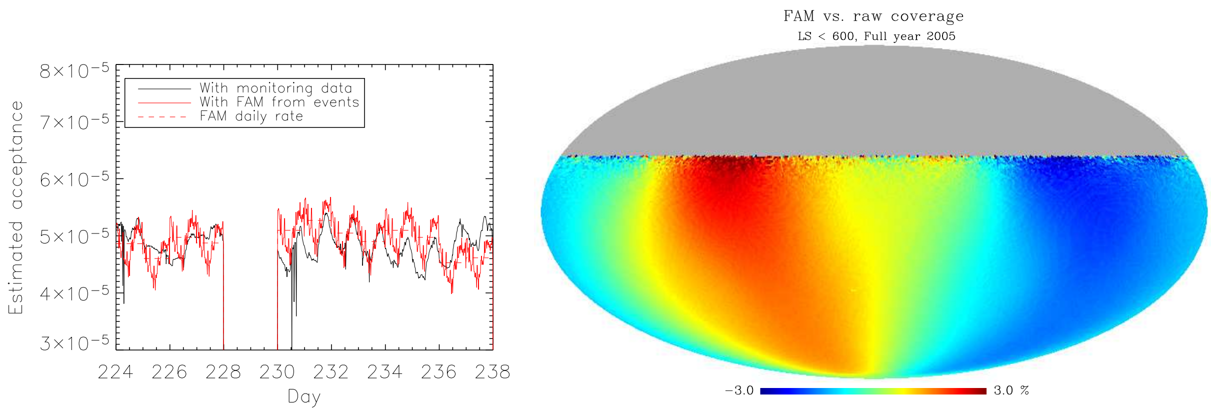



**FIG. 2.29 :** *Gauche : Sur une période de deux semaines en 2005, deux modèles d'évolution temporelle de l'acceptance. En rouge, le modèle d'acceptance factorisable (FAM pour Factorizable Acceptance Model), et en noir le modèle « de référence ». Une période de mauvaise acquisition est prise en compte dans les deux cas. On observe une périodicité sur la courbe rouge, due à l'hypothèse de factorisabilité. Droite : différence relative entre la couverture « FAM » et la couverture associée invariance en ascension droite.*

**Variations des coefficients météorologiques avec $\theta$**

L'étude des effets météorologiques laisse suggérer que les coefficients $\alpha$ et $\beta$ de corrélation de l'acceptance avec $T$ et $P$ peuvent dépendre de $\theta$ : nous avions trouvé un effet à 2 $\sigma$. Par ailleurs, on a aussi vu que la méthode de scrambling prend en compte un tel effet, car les permutations des temps des événements sont opérés dans des bins de $\theta$ distincts. Nous quantifions ici l'effet de cette dépendance en $\theta$ de $\alpha$ et $\beta$.

Nous supposons ici que $\alpha$ et $\beta$ ont des dépendances linéaires en $\cos\theta$. Nous posons donc pour ces coefficients les relations :

$$\begin{aligned}\alpha(\theta) &= \alpha_0 + s_\alpha\,(\cos\theta - \langle\cos\theta\rangle)\\ \beta(\theta) &= \beta_0 + s_\beta\,(\cos\theta - \langle\cos\theta\rangle)\end{aligned}$$

Dans ces relations, $\langle\cos\theta\rangle = 0.807$ est la valeur moyenne de $\cos\theta$ pour l'ensemble des événements considérés, et $\alpha_0 = 0.0063$, $\beta_0 = -0.0041$ sont les valeurs « standard » de $\alpha$ et $\beta$. À partir des mesures de $\alpha$ et $\beta$ pour $\theta \leq 35°$ et $\theta \geq 35°$, qui ont été obtenues précédemment, on obtient facilement des ordres de grandeur pour les pentes :

$$s_\alpha \simeq s_\beta \simeq +0.013$$

On peut alors implémenter cette paramétrisation peu précise, mais dont l'ordre de grandeur reproduit les données, dans le calcul de l'acceptance et donc de la carte de couverture. On utilisera donc le modèle suivant d'acceptance :

$$\hat{a}[t,\theta,\phi] = a_0(\theta) \times a_{T2}(t) \times [1 + \alpha(\theta)(T[t] - T_0) + \beta(\theta)(P[t] - P_0)]$$

La différence des couvertures calculées avec ce modèle d'acceptance, et avec le modèle où $\alpha$ et $\beta$ sont considérés comme des constantes est représentée sur la Fig. 2.30. Cette différence est non-triviale car les angles zénithaux étant associés en moyenne à des bandes de déclinaisons diverses, on observe qu'une modulation en déclinaison se superpose à la modulation en ascension droite. La conclusion principale est que cet effet est très faible : dans la majorité des régions du ciel, la différence relative entre les deux couvertures est inférieure à $\sim 0.25\%$. Il s'agit donc d'un effet a priori sous-dominant par rapport aux autres effets présentés précédemment, et il est raisonnable de le négliger.

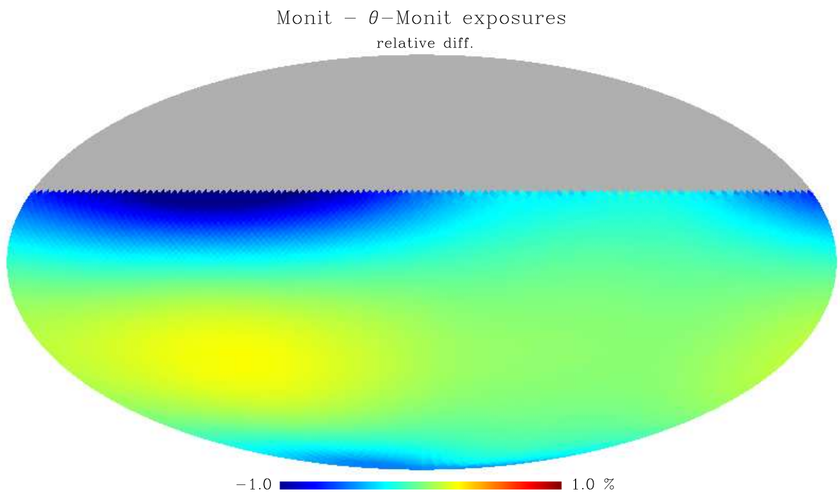



**FIG. 2.30 :** *Effet sur la couverture du ciel de la prise en compte d'une dépendance en $\theta$ des coefficients de pression et de température. Cette carte représente la différence relative entre une couverture calculée avec ($\alpha$,$\beta$) constants, et avec un modèle de dépendance linéaire en $\cos\theta$ de ces coefficients.*

**Bilan**

Ainsi, avec le lot de données « de référence » que nous avons construit, on peut a priori calculer la couverture du ciel en intégrant le modèle d'acceptance prenant en compte la croissance du réseau et les effets météorologiques.

La différence relative entre cette couverture du ciel et des couvertures obtenues en utilisant plus directement les événements (« FAM ») est faible (inférieure au pourcent), ce qui peut valider la méthode et donner une idées de l'erreur systématique que l'on fait sur l'estimation de cette couverture.

Par contre, la différence importante entre ces couvertures du ciel et la couverture $W_e$ obtenue en conservant intégralement la distribution en temps des événements reste incomprise. Nous reviendrons dessus lors de la présentation des résultats obtenus avec les données d'Auger.

Rappelons enfin que toutes ces analyses fines ne sont essentielles que pour les études à basse énergie ; dans le domaine d'énergie pour lequel Auger a été explicitement conçu, $E \geq 10^{19}$ eV, la couverture analytique présentée au début de cette section est parfaitement adaptée pour l'instant.

## 2.3 Tableau récapitulatif

Nous résumons ici (de façon quelque peu simplifiée) les propriétés essentielles des événements pour la recherche d'anisotropies sur le ciel. Nous distinguons deux domaines d'énergie :

- Les « basses énergies » concernent les données à $\sim 10^{18}$ eV et même en-deçà. Le rôle des champs magnétiques de notre galaxie est tel que les anisotropies recherchées le sont essentiellement à très grande échelle. La statistique est importante mais il ne s'agit pas du domaine d'énergie pour lequel Auger a été optimisé. Diverses systématiques rendent le calcul de la couverture du ciel délicat, mais possible a priori avec le lot de données « de référence » que nous avons construit.
- Les « hautes énergies » au-dessus de $10^{19}$ eV. À ces énergies, on peut envisager de rechercher directement des sources astrophysiques avec une extension spatiale très incertaines, pouvant atteindre $\sim 10°$ typiquement (voir la partie théorique de cette thèse). Le bruit de Poisson domine largement à ces énergies, ce qui fait que l'estimation de la carte de couverture du ciel n'est pas un point délicat pour ces données.

| | Basse énergie | Haute énergie |
|---|---|---|
| Distribution en $\theta$ | Atténuée aux grands angles zénithaux | Plate en $\cos^2\theta$ (si estimateur d'énergie non biaisé) |
| Effets des instabilités de détecteur sur l'acceptance | Instabilités du taux de ToT $\Longrightarrow$ taux d'événements contrôlé seulement pour le lot de données « de référence » | Faibles |
| Effets météorologiques | Existent de manière certaine | Existent probablement |
| Anisotropies recherchées en priorité | Structures à grande échelle (dipôle) | Sources ponctuelles ou étendues |
| Statistique disponible | Élevée | Faible : le bruit poissonien domine les systématiques |
| Couverture appropriée avec les données actuelles | A priori en utilisant notre modèle d'acceptance voire "FAM" | Couverture analytique |

# Chapitre 3

# Analyse des distributions sur le ciel des UHECRs

Nous décrivons dans cette section des méthodes utilisées pour mettre en évidence d'éventuelles anisotropies dans la distribution des directions d'arrivée des UHECRs. Le problème est a priori très simple : étant donné un ensemble de points sur la sphère, cette distribution est-elle compatible avec l'isotropie ? En fait, des difficultés compliquent la tâche, et tout le jeu est de trouver des méthodes qui les prennent en compte :

– Les directions d'arrivée sont connues avec une incertitude de l'ordre du degré, très médiocre par rapport aux autres domaines de l'astronomie.
– Il peut y avoir des effets systématiques importants sur la couverture du ciel, comme nous l'avons vu en détail au chapitre précédent.
– Surtout aux plus hautes énergies, le nombre de rayons cosmiques observés est extrêmement faible (et le restera dans les prochaines années). Les outils statistiques doivent donc être choisis avec soin.

On peut diviser de manière assez arbitraire les recherches d'anisotropies d'UHECRs en deux classes : recherche de structures aux grandes échelles, et recherches aux petites échelles angulaires. Le premier type de recherche est motivé par la possibilité d'observer des anisotropies associées typiquement au plan galactique à des énergies de l'ordre de $10^{18}$ eV, étant donné qu'il est tout-à-fait possible que les rayons cosmiques aient une origine galactique à ces énergies. Le second type de recherche est motivé, lui, par la perspective de voir des sources d'UHECRs aux plus hautes énergies, sous l'effet combiné de la réduction de l'horizon par interaction GZK et de la diminution des déflections dues aux champs magnétiques.

Nous allons tout d'abord présenter les méthodes existantes et celles que nous avons développées dans le cadre d'Auger afin de rechercher des anisotropies. Les avantages et inconvénients de ces techniques seront mis en avant. Nous rappelerons ensuite les résultats obtenus avec les données des expériences précédentes, avant de présenter des résultats préliminaires sur les deux premières années de données d'Auger.

## 3.1 Les grandes échelles : de l'analyse de Rayleigh au spectre de puissance

Dans cette partie nous présentons des méthodes ayant pour but de mettre en évidence et de quantifier d'éventuelles structures à grande échelle sur le ciel. Nous considérons un ensemble de $N$ événements observés par un détecteur quelconque d'UHECRs, dont les directions d'arrivée en coordonnées équatoriales sont notées $\vec{n}_i = (\alpha_i, \delta_i)$.

### 3.1.1 Analyse de Rayleigh en ascension droite

Afin d'étudier si la distribution des directions d'arrivée est globalement uniforme, il est naturel d'effectuer une analyse harmonique. Toute la difficulté est que nous disposons d'une distribution bidimensionnelle sur un espace non-euclidien (la sphère). De plus, la couverture du ciel est essentiellement non-uniforme en déclinaison. La méthode de l'analyse de Rayleigh, qui n'est pas propre aux UHECRs, consiste à se limiter à l'étude des ascensions droites $\alpha_i$ des événements. Elle a été beaucoup utilisée avec les détecteurs de surface, dont la couverture est approximativement invariante en ascension droite. On définit les variables :

$$a = \frac{2}{N}\sum_i \cos\alpha_i \qquad \text{et} \qquad b = \frac{2}{N}\sum_i \sin\alpha_i$$

$a$ et $b$ peuvent être vus comme les composantes d'un vecteur bidimensionnel $\vec{r}$, qui est la somme (renormalisée par $2/N$) de $N$ vecteurs de norme unité mais de directions aléatoires $\alpha_i$. **En supposant la distribution des $\boldsymbol{\alpha_i}$ uniforme**, on a ainsi une marche aléatoire bidimensionnelle. La distribution de probabilité de $r = \sqrt{a^2+b^2}$ est alors connue dans la limite des grands $N$, et on a en particulier :

$$P(r \geq r_0) = \exp\left(-\frac{Nr_0^2}{4}\right) \equiv e^{-k}$$

$k$ représente ainsi une sorte de significativité. On introduit aussi la phase $\tan\phi = b/a$. Calculer ($r$,$\phi$) revient aussi à ajuster une fonction sinusoïdale sur la distribution des $\alpha_i$, ou encore à estimer la première harmonique du développement en série de Fourier de la densité de rayon cosmiques $I(\alpha)$.

L'avantage de cette technique est sa simplicité, il est en particulier très facile d'évaluer la significativité d'un signal avec la formule ci-dessus. Il y a deux limitations importantes de cette méthode : d'une part elle suppose explicitement l'invariance en ascension droite de la couverture du ciel, ce qui rend son application impossible avec les détecteurs de fluorescence et délicate avec les détecteurs de surface ; d'autre part, elle n'exploite aucunement l'information contenue dans les déclinaisons des UHECRs, alors qu'il n'y a pas de raison physique de penser qu'une anisotropie à grande échelle des UHECRs génère une modulation uniquement en ascension droite.

### 3.1.2 Reconstructions d'un dipôle et méthodes similaires

♠ ***Notation :*** *on appelle $I(\vec{n})$ la densité des rayons cosmiques dans la direction $\vec{n}$, exprimée en nombre d'événements par unité d'angle solide : $\int I d\Omega = N$. La couverture du ciel d'une expérience est notée $W(\vec{n})$.*

Un certain nombre de méthodes ont été proposées afin de reconstruire un éventuel dipôle sur la sphère à partir des directions d'arrivée des UHECRs. Une première façon de faire est de cibler une direction précise, que l'on prend dans ce cas comme origine des coordonnées (par exemple le centre galactique), et d'essayer de placer des contraintes sur l'amplitude $\alpha$ du dipole défini par une densité valant, avec une couverture uniforme du ciel [22] :

$$I(\vec{n}) = \frac{N}{4\pi}(1 + \alpha\cos\theta)$$

Le dipôle est la structure à grande échelle la plus simple que l'on puisse définir. Par rapport à l'intensité moyenne, l'intensité varie d'un facteur $(1+\alpha)$ dans une direction, à $(1-\alpha)$ dans la direction du ciel opposée. Physiquement, on peut attendre que n'importe quelle anisotropie à grande échelle associée par exemple à la diffusion des rayons cosmiques dans notre galaxie se manifeste, au moins en partie, sous la forme d'un dipôle.

Dans le cas d'une couverture uniforme, l'ensemble des directions d'arrivée des UHECRs permet d'accéder, modulo le bruit statistique, à la moyenne $\langle\cos\theta\rangle$, qui vaut par hypothèse $\langle\cos\theta\rangle = \int d\Omega\, I\cos\theta = \alpha/3$ ; cela permet d'estimer directement $\alpha$. Pour une couverture non-uniforme, on peut reconstruire la loi $\alpha = f(\langle\cos\theta\rangle)$ et ses fluctuations statistiques par Monte-Carlo, ce qui permet encore d'avoir une estimation de $\alpha$, avec l'incertitude associée, en mesurant $\langle\cos\theta\rangle$.

On peut de manière plus générale reconstruire un dipôle dans une direction quelconque [20, 23], c'est-à-dire faire de la direction $\vec{D}$ du dipôle un paramètre libre supplémentaire à ajuster sur les données. Comme dans le cas précédent, en intégrant astucieusement sur le ciel la densité de rayons cosmiques observée on obtient des relations qui permettent d'extraire $\alpha$ et $\vec{D}$. Plus précisément, on calcule les grandeurs :

$$I_0 = \int_{\tilde{\Omega}} d\Omega \frac{I(\vec{n})}{W(\vec{n})} \qquad \text{et} \qquad \vec{I} = \int_{\tilde{\Omega}} d\Omega\, \vec{n}\, \frac{I(\vec{n})}{W(\vec{n})}$$

Le domaine d'intégration $\tilde{\Omega}$ est la région du ciel où la couverture ne s'annule pas. En supposant (ce qui sera toujours le cas), qu'il s'agit d'une bande définie par les colatitudes $\theta_{\rm min}$ et $\theta_{\rm max}$, et en notant $s = \cos\theta_{\rm min} + \cos\theta_{\rm max}$, $d = \cos\theta_{\rm min} - \cos\theta_{\rm max}$, $p = \cos\theta_{\rm min} \times \cos\theta_{\rm max}$ et $\gamma = (s^2 - p)/3$, les paramètres du dipôle peuvent être obtenus par les formules :

$$\begin{aligned}
\alpha D_x &= \frac{I_x}{sI_z - 2\gamma I_0} \frac{\gamma - p}{\gamma - 1} \\
\alpha D_y &= \frac{I_y}{sI_z - 2\gamma I_0} \frac{\gamma - p}{\gamma - 1} \\
\alpha D_z &= \frac{sI_0 - 2I_z}{sI_z - 2\gamma I_0}
\end{aligned}$$

Il est en particulier remarquable que ces formules permettent de reconstruire un dipôle même avec une couverture incomplète du ciel [23]. Bien sûr, cela est possible car on *suppose* dans ce cas qu'il n'y a qu'un dipôle dans le ciel.

Par ailleurs, il a aussi été proposé de combiner l'analyse de Rayleigh avec une méthode de moindres carrés pour pouvoir effectuer l'ajustement de dipôle [24].

On peut appliquer des méthodes similaires à partir d'autres hypothèses sur la forme de l'anisotropie. Par exemple, la paramétrisation suivante du flux de rayons cosmiques, dite de Wdowczyk et Wolfendale, a été utilisée pour mesurer une éventuelle augmentation du flux en direction du plan galactique :

$$I(b) = I_0 \left( (1 - f_E) + f_E e^{-b^2} \right)$$

$b$ est la latitude galactique et $f_E$ un paramètre estimé à partir des données.

### 3.1.3 Estimation du spectre de puissance

L'ajustement d'un dipôle se veut une version bidimensionnelle de l'analyse de Rayleigh en ascension droite, mais rien ne dit que d'éventuelles anisotropies des UHECRs seront présentes sous la forme exclusive d'un dipôle. Des généralisations de l'ajustement du dipôle à un quadrupôle ont été suggérées, mais les calculs deviennent vite très lourds. Pour caractériser de manière plus précise les anisotropies à grande échelle, il faut faire de l'analyse harmonique jusqu'à des ordres assez élevés. La base de fonctions adaptée à la symétrie SO(3) de la sphère est la base des harmoniques sphériques $Y_{\ell m}(\vec{n})$, qui s'écrivent sous la forme :

$$Y_{\ell m}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2\ell + 1}{4\pi} \frac{(\ell - m)!}{(\ell + m)!}}\, P_\ell^m(\cos\theta) e^{im\phi} \qquad |m| \leq \ell$$

Avec cette normalisation, les $Y_{\ell m}(\vec{n})$ forment une base orthonormée des fonctions définies sur la sphère, et tout champ peut ainsi être décomposé sous la forme :

$$\Delta(\theta, \phi) = \sum_{\ell, m} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi)$$

Par exemple, la composante dipolaire est encodée dans les $a_{1m}$. Les $a_{\ell m}$ se calculent avec la formule $a_{\ell m} = \int d\Omega \Delta(\vec{n}) Y^*_{\ell m}(\vec{n})$. En discrétisant cette intégrale, on voit que si l'on dispose d'une couverture complète du ciel (mais qui peut être inhomogène), on peut obtenir un estimateur de ces coefficients en prenant en compte la couverture [20] :

$$\hat{a}_{\ell m} \equiv \frac{1}{\mathcal{N}} \sum_i \frac{Y_{\ell m}(\vec{n}_i)}{W(\vec{n}_i)} \qquad \text{avec} \qquad \mathcal{N} = \sum_i 1/W(\vec{n}_i)$$

On peut alors définir le spectre de puissance angulaire par :

$$\hat{C}_\ell = \frac{1}{2\ell+1} \sum_m |\hat{a}_{\ell m}|^2$$

Le problème est que cet estimateur ne peut être utilisé qu'avec une couverture complète du ciel car l'intégrale doit être calculée sur l'ensemble de la sphère pour appliquer les propriétés des harmoniques sphériques. Il ne peut donc être utilisé qu'en combinant les données d'observatoires situés dans des hémisphères différents. Les auteurs de [25] l'ont ainsi fait en combinant les données d'AGASA et de Sugar, et on pourra appliquer cette méthode en combinant les données d'Auger Nord et Sud. En fait, en utilisant un autre estimateur inspiré en particulier des travaux effectués dans le cadre des mesures d'anisotropies du CMB, nous allons montrer que les $C_\ell$ peuvent être estimés même avec la couverture du ciel d'un observatoire comme Auger Sud. Les développements qui suivent sont publiés dans [26] et dans les notes internes Auger [GAP Note 2004-007] et [GAP Note 2004-008].

**Hypothèses et définition du nouvel estimateur.**

La densité $I(\vec{n})$ observée des rayons cosmiques est une grandeur statistique qui suit, à cause du nombre fini d'événements observés, une loi de Poisson $\mathcal{P}(\nu(\vec{n}))$, avec une densité moyenne dépendant de la direction :

$$\nu(\vec{n}) = \frac{N}{4\pi f_1} W(\vec{n})(1 + \Delta(\vec{n}))$$

On normalise $W$ de façon à avoir $\max(W) = 1$, et on définit $4\pi f_1 = \int d\Omega\, W(\vec{n})$. $f_1$ représente donc la « fraction » du ciel couverte par l'expérience, et on a $f_1 = 1$ dans le cas d'une couverture uniforme. La densité observée avec une couverture complète et une statistique infinie est donc $\propto (1 + \Delta)$, représentant la somme d'un fond isotrope et d'un écart à l'isotropie. Nous faisons maintenant l'hypothèse que **$\Delta$ est en fait un champ stochastique**. En effet, on sait que la distribution des galaxies vues depuis la Terre, ou les anisotropies observées du CMB, ne sont qu'une réalisation d'un champ différent selon le lieu d'observation, et donc non prédictible, mais dont les propriétés statistiques, elles, sont prédictibles. Il peut en aller de même pour les UHECRs : différentes configurations de sources d'UHECRs, ou de champs magnétiques, vont générer des « ciels » différents, mais dont les propriétés statistiques ne dépendent que du modèle de sources ou de champ magnétique.

Nous interprétons donc un ensemble particulier d'événements comme une réalisation de ce processus aléatoire. La mesure du spectre de puissance angulaire doit permettre de caractériser les propriétés de ce processus. En fait, pour pouvoir définir le spectre de puissance angulaire d'un processus aléatoire, il faut faire une hypothèse supplémentaire sur ce champ : **nous supposons que $\Delta$ est spatialement stationnaire**, ce qui signifie que ses propriétés statistiques sont les mêmes sur toute la sphère. Il s'agit d'une hypothèse forte, qu'il faudra idéalement tester. Si cette hypothèse est fausse, parler de spectre de puissance angulaire n'a plus vraiment de sens.

Nous voyons ainsi que l'intensité observée $I(\vec{n})$ est le fruit de deux processus aléatoires : un processus poissonnien dont nous noterons les moyennes $\langle\cdot\rangle_P$, et un champ stochastique pour lequel nous notons les moyennes $\langle\cdot\rangle_r$. On a donc par exemple $\langle\Delta\rangle_r = 0$.

Le champ $\Delta$ étant stationnaire, sa fonction de corrélation à deux points ne dépend que de la distance angulaire entre ces deux points : $\langle\Delta(\vec{n})\Delta^*(\vec{n}')\rangle_r \equiv \xi(\vec{n}\cdot\vec{n}')$. Son développement sur la base des polynômes de Legendre définit son spectre de puissance :

$$\xi(\vec{n}\cdot\vec{n}') \equiv \sum_\ell \frac{2\ell+1}{4\pi} C_\ell P_\ell(\vec{n}\cdot\vec{n}') = \sum_{\ell m} C_\ell Y_{\ell m}(\vec{n}) Y^*_{\ell m}(\vec{n}')$$

La seconde égalité est obtenue en utilisant le théorème d'addition des harmoniques sphériques. Par ailleurs, on peut toujours développer le champ $\Delta$ sur la base des harmoniques sphériques, ce qui définit des coefficients $a_{\ell m}$, eux-mêmes aléatoires. On peut alors écrire :

$$\langle\Delta(\vec{n})\Delta(\vec{n}')\rangle_r = \sum_{\ell_1 m_1}\sum_{\ell_2 m_2} \langle a_{\ell_1 m_1} a^*_{\ell_2 m_2}\rangle_r Y_{\ell_1 m_1}(\vec{n}) Y^*_{\ell_2 m_2}(\vec{n}')$$

On peut donc identifier :

$$\langle a_{\ell_1 m_1} a^*_{\ell_2 m_2}\rangle_r = C_{\ell_1}\delta_{\ell_1\ell_2}\delta_{m_1 m_2}$$

Nous faisons alors une dernière hypothèse, par commodité mathématique : on suppose le champ $\Delta$ gaussien, ce qui fait que tous les moments d'ordres supérieurs des $a_{\ell m}$ peuvent être calculés grâce au théorème de Wick. Toutes les propriétés statistiques de $\Delta$ sont donc codées dans les $C_\ell$. Là encore, dans l'idéal il faut calculer les moments d'ordre supérieurs à partir des données pour vérifier cette hypothèse.

Pour construire un estimateur des $C_\ell$, on remarque que, à cause de la couverture partielle du ciel, le champ auquel on a directement accès n'est pas $\Delta$ mais $\tilde{\Delta} \equiv \Delta \times W$. On va donc en fait construire un estimateur $\tilde{C}_\ell$ de ce champ, appelé le pseudo-spectre de puissance. Il faudra ensuite remonter aux « vrais » $C_\ell$. Dans le contexte de la cosmologie, cette technique est ancienne [27] et a été utilisée pour calculer le spectre de puissance du CMB avec des expériences ballon (Boomerang, Archeops, etc) dont la couverture du ciel était également partielle. On définit donc les estimateurs suivants :

$$\tilde{a}_{\ell m} = \int d\Omega\, Y^*_{\ell m}(\vec{n}) \frac{I(\vec{n}) - (N/4\pi f_1)W(\vec{n})}{N/4\pi f_1} \qquad \text{puis} \qquad \tilde{C}_\ell = \frac{1}{2\ell+1}\sum_{|m|\leq\ell} |\tilde{a}_{\ell m}|^2$$

.

**Calcul des moyennes et matrice de mélange**

En faisant l'opération de double moyennage, on a :

$$\langle I(\vec{n})\rangle \equiv \langle\langle I(\vec{n})\rangle_P\rangle_r = \langle\nu(\vec{n})\rangle_r = \frac{N}{4\pi f_1} W(\vec{n})$$

On en déduit donc que $\langle\tilde{a}_{\ell m}\rangle = 0$. Pour calculer $\langle I(\vec{n})I(\vec{n}')\rangle$, il faut considérer deux cas. Si $\vec{n} \neq \vec{n}'$ alors les processus de Poisson en deux endroits différents étant indépendants on a $\langle I(\vec{n})I(\vec{n}')\rangle = \langle\nu(\vec{n})\nu(\vec{n}')\rangle_r = \left(\frac{N}{4\pi f_1}\right)^2 W(\vec{n})W(\vec{n}')(1 + \langle\Delta(\vec{n})\Delta(\vec{n}')\rangle_r)$. Pour $\vec{n} = \vec{n}'$, $\langle I^2(\vec{n})\rangle = \langle\nu(\vec{n})\rangle_r$. On peut résumer les deux cas par :

$$\langle I(\vec{n})I(\vec{n}')\rangle = \left(\frac{N}{4\pi f_1}\right)^2 W(\vec{n})W(\vec{n}')(1 + \langle\Delta(\vec{n})\Delta(\vec{n}')\rangle_r) + \frac{N}{4\pi f_1} W(\vec{n})\delta(\vec{n},\vec{n}')$$

Cette expression nous permet alors de calculer la moyenne double de $\tilde{a}_{\ell m}\tilde{a}^*_{\ell' m'}$. On calcule d'abord :

$$\begin{aligned}\left\langle\left(I(\vec{n}) - \frac{N}{4\pi f_1}W(\vec{n})\right)\left(I(\vec{n}') - \frac{N}{4\pi f_1}W(\vec{n}')\right)\right\rangle &= \left(\frac{N}{4\pi f_1}\right)^2 W(\vec{n})W(\vec{n}')\langle\Delta(\vec{n})\Delta(\vec{n}')\rangle_r \\ &\quad + \frac{N}{4\pi f_1} W(\vec{n})\delta(\vec{n},\vec{n}')\end{aligned}$$

En injectant cette expression dans $\langle \tilde{a}_{\ell m} \tilde{a}^*_{\ell' m'} \rangle$ et en utilisant la fonction de corrélation de $\Delta$ on obtient :

$$\begin{aligned} \langle \tilde{a}_{\ell m} \tilde{a}^*_{\ell' m'} \rangle &= \sum_{\ell_1 m_1} \sum_{\ell_2 m_2} \langle a_{\ell_1 m_1} a^*_{\ell_2 m_2} \rangle_r \left( \int d\Omega\, W\, Y^*_{\ell m} Y_{\ell_1 m_1} \right) \left( \int d\Omega\, W\, Y_{\ell' m'} Y^*_{\ell_2 m_2} \right) \\ &\quad + \frac{4\pi f_1}{N} \int d\Omega\, W(\vec{n}) Y^*_{\ell m}(\vec{n}) Y_{\ell' m'}(\vec{n}) \end{aligned}$$

On introduit alors le noyau suivant :

$$K_{\ell m \ell' m'} \equiv \int d\Omega\, W(\vec{n}) Y^*_{\ell m}(\vec{n}) Y_{\ell' m'}(\vec{n})$$

Cette définition ainsi que celle du spectre de puissance permet de réécrire :

$$\langle \tilde{a}_{\ell m} \tilde{a}^*_{\ell' m'} \rangle = \sum_{\ell_1 m_1} C_{\ell_1} K_{\ell m \ell_1 m_1} K^*_{\ell' m' \ell_1 m_1} + \frac{4\pi f_1}{N} K_{\ell m \ell' m'}$$

On peut alors calculer la moyenne du pseudo-spectre de puissance :

$$\langle \tilde{C}_\ell \rangle = \frac{1}{2\ell+1} \sum_{|m| \leq \ell} \left( \sum_{\ell_1 m_1} C_{\ell_1} |K_{\ell m \ell_1 m_1}|^2 + \frac{4\pi f_1}{N} K_{\ell m \ell m} \right)$$

On introduit alors la matrice de mélange des modes $M_{\ell \ell_1}$ de façon à réécrire cette équation sous la forme :

$$\langle \tilde{C}_\ell \rangle = \sum_{\ell_1} M_{\ell \ell_1} C_{\ell_1} + \frac{4\pi f_1}{N} \frac{1}{2\ell+1} \sum_{|m| \leq \ell} K_{\ell m \ell m}$$

La matrice $M_{\ell \ell_1}$ peut être exprimée plus simplement en développant la fonction $W(\vec{n})$ à son tour sur les harmoniques sphériques, ce qui permet de définir ses coefficients $w_{\ell m}$ et son spectre de puissance $\mathcal{W}_\ell$. On voit alors que les $K_{\ell m \ell' m'}$ s'expriment en fonction des $w_{\ell_1 m_1}$ avec l'intégrale de trois harmoniques sphériques sur la sphère. Une telle intégrale peut être calculée avec la relation :

$$\int d\Omega\, Y_{\ell_1 m_1} Y^*_{\ell_2 m_2} Y_{\ell_3 m_3} = (-1)^{-m_2} \sqrt{\frac{(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)(2\ell_3+1)}{4\pi}} \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell_2 & \ell_3 \\ m_1 & -m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell_2 & \ell_3 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

On a introduit ici les symboles $3j$ de Wigner, définis à partir des propriétés d'addition des moments angulaires en mécanique quantique, et qui peuvent facilement être calculés analytiquement. Avec cette relation, et en utilisant les propriétés d'orthogonalité des harmoniques sphériques, on montre alors que le noyau $M_{\ell \ell_1}$ s'exprime sous la forme :

$$M_{\ell \ell_1} = \frac{2\ell_1+1}{4\pi} \sum_{\ell_2} (2\ell_2+1) \mathcal{W}_{\ell_2} \begin{pmatrix} \ell & \ell_1 & \ell_2 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2$$

Par ailleurs, le second terme intervenant dans l'expression de $\langle \tilde{C}_\ell \rangle$ peut aussi être exprimé en utilisant les propriétés des $3j$ de Wigner. On trouve :

$$\frac{1}{2\ell+1} \sum_{|m| \leq \ell} K_{\ell m \ell m} = \frac{w_{00}}{4\pi} = f_1$$

Du coup, on obtient un résultat simple pour exprimer la moyenne de notre estimateur du pseudo-spectre de puissance :

$$\boxed{\langle \tilde{C}_\ell \rangle = \sum_{\ell_1} M_{\ell\ell_1} C_{\ell_1} + \frac{4\pi f_1^2}{N}}$$

Cette relation s'interprète facilement. Le second terme du membre de droite est un simple biais dû à la statistique poissonnienne. À part ce terme, on voit que le pseudo-spectre de puissance est la convolution des vrais $C_\ell$ par un noyau, lui-même directement relié au spectre de puissance $\mathcal{W}_\ell$ de la couverture. Cela est logique car on a formellement $\tilde{\Delta} = W \times \Delta$ donc dans l'espace de Fourier $\tilde{C}_\ell \sim \mathcal{W}_\ell \star C_\ell$.

Pour avoir un estimateur des vrais $C_\ell$, on voit donc qu'**il faut que la matrice $M$ soit inversible**. Cela sera possible si la couverture du ciel est « suffisamment » grande. Par exemple, dans le cas d'une couverture uniforme du ciel, on a immédiatement $M_{\ell\ell_1} = \delta_{\ell\ell_1}$. En faisant cette hypothèse de régularité de la matrice $M$, on peut donc définir un estimateur du vrai spectre de puissance :

$$C_\ell^{\mathrm{exp}} \equiv \sum_{\ell'} M_{\ell\ell'}^{-1} \tilde{C}_{\ell'}$$

En introduisant le second moment de la couverture $f_2 = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega\, W^2(\vec{n})$, on peut montrer l'équivalent de la relation de Parseval :

$$f_2 = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell m} w_{\ell m} w_{\ell m}^* = \sum_{\ell} \frac{2\ell+1}{4\pi} \mathcal{W}_\ell$$

On montre alors facilement, en manipulant encore les $3j$ de Wigner, que l'effet de $M$ sur un spectre de puissance constant ($C_\ell \equiv C$) est une simple multiplication par $f_2$. L'effet de $M^{-1}$ sur ce même spectre sera donc une multiplication par $1/f_2$, et on a donc la relation :

$$\boxed{\langle C_\ell^{\mathrm{exp}} \rangle = C_\ell + \frac{4\pi}{N} \frac{f_1^2}{f_2}}$$

Ainsi, à partir d'un jeu d'événements et de la couverture du ciel associée, on peut calculer successivement des $\tilde{a}_{\ell m}$ puis les $\tilde{C}_\ell$ et les $C_\ell^{\mathrm{exp}}$. En soustrayant le biais (qui s'annule asymptotiquement), on a ainsi accès à un estimateur non biaisé du spectre de puissance des anisotropies du rayonnement cosmique d'ultra-haute énergie. Le principe de la méthode est illustré sur la Fig. 3.1.

**Variance des $C_\ell^{\mathrm{exp}}$**

Le champ $\Delta$ étant supposé gaussien, et les fluctuations statistiques obéissant simplement à la loi de Poisson, il est possible de calculer analytiquement la matrice de covariance du pseudo-spectre de puissance (voir encadré). **Dans le cas où $C_\ell = 0$**, on obtient un résultat remarquablement simple :

$$\mathrm{cov}(\tilde{C}_\ell, \tilde{C}_{\ell'}) = \left(\frac{4\pi f_1}{N}\right)^2 \frac{2\pi}{2\ell'+1} M_{\ell\ell'}$$

On en déduit alors la variance de l'estimateur du vrai spectre de puissance :

$$V(C_\ell^{\mathrm{exp}}) = \sum_{\ell_1\ell_2} M_{\ell\ell_1}^{-1} \mathrm{cov}(\tilde{C}_{\ell_1}, \tilde{C}_{\ell_2}) (M_{\ell_2\ell}^{-1})^T = \left(\frac{4\pi f_1}{N}\right)^2 \frac{2\pi}{2\ell+1} M_{\ell\ell}^{-1}$$

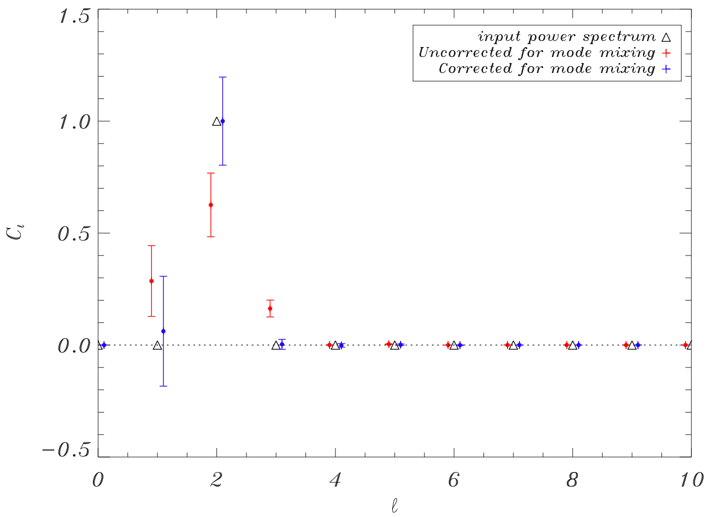



**FIG. 3.1 :** *Démonstration de principe de la méthode d'estimation du spectre de puissance (Monte-Carlo). On injecte des événements dont la distribution sur le ciel est un pur quadrupôle d'axes principaux aléatoires. En rouge sont représentés les pseudo-$C_\ell$ reconstruits, et en bleu les $C_\ell$ estimés après déconvolution par les $M_{\ell\ell'}$, avec leurs barres d'erreur analytiques.*

Cette relation permet donc de calculer l'incertitude sur le spectre de puissance mesuré sans avoir recours à des Monte-Carlo. Répétons qu'elle est valable uniquement dans le cas isotrope, qui est l'hypothèse de base en physique des rayons cosmiques que l'on cherche à vérifier.

### Couverture partielle du ciel et hypothèse de stationnarité

On a longtemps pensé dans le cadre des UHECRs que le spectre de puissance des anisotropies ne pourrait être mesuré qu'avec une couverture totale du ciel. La méthode proposée ci-dessus permet de mesurer un spectre que l'on peut qualifier de local, sur une portion du ciel. On peut se demander quel est le lien entre ce spectre local et le spectre global. En fait, ce lien existe dans l'hypothèse posée explicitement de stationnarité spatiale du champ aléatoire représentant les anisotropies des UHECRs. Sous cette hypothèse, une fraction du ciel suffisamment grande peut suffire à échantillonner les fluctuations de l'intensité pour mesurer tous les modes. Cela est le cas si la portion de ciel couverte est plus grande qu'environ $\sim 40\%$ comme le montre la Fig. 3.2. **Il est en particulier remarquable que la couverture du ciel d'Auger Sud soit suffisamment importante pour pouvoir appliquer cette méthode.**

Si le ciel n'est pas stationnaire, on observera par exemple des spectres de puissance différents avec les couvertures d'Auger Nord et Sud. Dans cette hypothèse, la notion de spectre de puissance n'est plus pertinente, au moins dans le cadre de l'interprétation statistique que nous lui avons donnée. Supposons par exemple qu'une moitié du ciel soit parfaitement isotrope, alors que l'autre moitié abrite des structures sur des échelles de $\theta \sim 20°$ pour fixer les idées, ce qui correspond à $\ell \sim \theta_{\rm rad}^{-1} \sim 3$. Dans ce cas, notre estimateur fournira un octupôle non nul dans une région, et nul dans l'autre. Le véritable « octupôle » mesuré sur tout le ciel sera une moyenne de ces deux valeurs, mais sa mesure n'aura pas d'interprétation physique transparente puisqu'elle correspondra à deux situations très différentes.

*Remarque importante (et délicate !).* Nous sommes ainsi capables de mesurer le spectre de puissance même avec une couverture partielle car celui-ci a une interprétation statistique. Cette méthode, en l'état, ne permet pas de remonter d'une manière non biaisée aux $a_{\ell m}$. Ainsi, on ne remonte pas à l'orientation d'un éventuel dipôle par cette méthode, contrairement aux méthodes qui consistent à « ajuster » un dipôle. Quant à l'amplitude

Calcul de la covariance des $\tilde{C}_\ell$

Nous précisons ici les étapes de ce calcul relativement lourd. On utilise des notations abrégées $a_i \equiv a(\vec{n}_i)$. Pour calculer les moments d'ordre 2 des $\tilde{C}_\ell$, fonction quadratique de $I$, il faut d'abord calculer les moments d'ordre 4 de $I(\vec{n})$. En utilisant les moments de la loi de Poisson ($\mathcal{P}(x) = e^{-\nu}\, \nu^x/x!$ ), on a :

$$
\begin{aligned}
\langle I_1 I_2 \rangle_P &= \nu_1\nu_2 + \nu_1\delta_{1,2} \\
\langle I_1 I_2 I_3 \rangle_P &= \nu_1\nu_2\nu_3 + \nu_1\nu_2\delta_{2,3} + 2\,\mathrm{perm} + \nu_1\delta_{1,2,3} \\
\langle I_1 I_2 I_3 I_4 \rangle_P &= \nu_1\nu_2\nu_3\nu_4 + \nu_1\nu_2\nu_3\delta_{1,4} + 5\,\mathrm{perm} \\
&\quad +\nu_1\nu_2\delta_{1,3}\delta_{2,4} + 2\,\mathrm{perm} + \nu_1\nu_2\delta_{2,3,4} + 3\,\mathrm{perm} + \nu_1\delta_{1,2,3,4}
\end{aligned}
$$

Par ailleurs, le théorème de Wick donne $\langle\Delta_1\Delta_2\Delta_3\rangle_r = 0$ et $\langle\Delta_1\Delta_2\Delta_3\Delta_4\rangle_r = \langle\Delta_1\Delta_2\rangle_r\langle\Delta_3\Delta_4\rangle_r + 2\mathrm{perm}$. On peut alors estimer les moments par rapport aux deux statistiques combinées (Poisson et Gauss) :

$$
\begin{aligned}
\langle I_1 \rangle &= \frac{N}{4\pi f_1} W_1 \\
\langle I_1 I_2 \rangle &= \left(\frac{N}{4\pi f_1}\right)^2 W_1 W_2 (1 + \langle\Delta_1\Delta_2\rangle_r) + \frac{N}{4\pi} W_1 \delta_{1,2} \\
\langle I_1 I_2 I_3 \rangle &= \left(\frac{N}{4\pi f_1}\right)^3 W_1 W_2 W_3 (1 + \langle\Delta_1\Delta_2\rangle_r + 2\,\mathrm{perm}) \\
&\quad + \left(\frac{N}{4\pi f_1}\right)^2 [\delta_{2,3} W_1 W_2 (1 + \langle\Delta_1\Delta_2\rangle_r) + 2\,\mathrm{perm}] + \frac{N}{4\pi f_1} W_1 \delta_{1,2,3} \\
\langle I_1 I_2 I_3 I_4 \rangle &= \left(\frac{N}{4\pi f_1}\right)^4 W_1 W_2 W_3 W_4 (1 + \langle\Delta_1\Delta_2\rangle_r + 5\,\mathrm{perm} + \langle\Delta_1\Delta_2\rangle_r\langle\Delta_3\Delta_4\rangle_r + 2\,\mathrm{perm}) \\
&\quad + \left(\frac{N}{4\pi f_1}\right)^3 [\delta_{1,2} W_1 W_3 W_4 (1 + \langle\Delta_1\Delta_3\rangle_r + 2\,\mathrm{perm}) + 5\,\mathrm{perm}] \\
&\quad + \left(\frac{N}{4\pi f_1}\right)^2 [\delta_{1,2,3} W_1 W_4 (1 + \langle\Delta_1\Delta_4\rangle_r) + 3\,\mathrm{perm} \\
&\quad + \delta_{1,2}\delta_{3,4} W_1 W_3 (1 + \langle\Delta_1\Delta_3\rangle_r) + 2\,\mathrm{perm}] + \frac{N}{4\pi f_1} W_1 \delta_{1,2,3,4}
\end{aligned}
$$

Il faut ensuite calculer la fonction à 4 points $\langle\tilde{a}_{\ell_1 m_1}\tilde{a}^*_{\ell_2 m_2}\tilde{a}_{\ell_3 m_3}\tilde{a}^*_{\ell_4 m_4}\rangle$. Les expressions précédentes montrent que l'on peut développer cette fonction en $1/N$. Nous verrons par la suite qu'il est nécessaire d'aller jusqu'à l'ordre 2. On va donc écrire :

$$
\langle\tilde{a}_{\ell_1 m_1}\tilde{a}^*_{\ell_2 m_2}\tilde{a}_{\ell_3 m_3}\tilde{a}^*_{\ell_4 m_4}\rangle = \sum_{i=0,1,2} \mathcal{A}_i \left(\frac{4\pi f_1}{N}\right)^i
$$

reconstruite dudit dipôle, il s'agit d'une amplitude moyennée sur toutes les orientations possibles du dipôle : par exemple, on peut vérifier par Monte-Carlo que si l'on injecte un dipôle dans une direction précise, l'amplitude du dipôle reconstruit est biaisée. Par contre si l'on injecte des dipôles dans des directions aléatoires, l'amplitude moyenne du dipôle reconstruit est correcte.

Covariance des $\tilde{C}_\ell$ (suite)

On identifie avec les définitions des $\tilde{a}_{\ell m}$. Les calculs deviennent très vite fastidieux, mais sont fortement simplifiés si l'on se place dans le cadre de l'hypothèse à tester pour les UHECRs, c'est-à-dire le cas isotrope $C_\ell = 0$. À l'ordre 0, on obtient :

$$\mathcal{A}_0 = \sum_{\ell m} \sum_{\ell' m'} C_\ell C_{\ell'} (K_{\ell_1 m_1 \ell m} K_{\ell m \ell_2 m_2} K_{\ell_3 m_3 \ell' m'} K_{\ell' m' \ell_4 m_4} + 2\,\mathrm{perm}) = 0$$

À l'ordre 1 on a :

$$\mathcal{A}_1 = K_{\ell_1 m_1 \ell_2 m_2} \sum_{\ell m} C_\ell K_{\ell_3 m_3 \ell m} K_{\ell m \ell_4 m_4} + 5\,\mathrm{perm} = 0$$

À l'ordre 2 le développement finit enfin par faire apparaître un terme non-nul. Pour $C_\ell = 0$, on a :

$$\mathcal{A}_2 = K_{\ell_1 m_1 \ell_2 m_2} K_{\ell_3 m_3 \ell_4 m_4} + 2\,\mathrm{perm}$$

On peut donc en déduire la matrice de corrélation, qui est le but de tous ces développements :

$$\langle \tilde{C}_\ell \tilde{C}_{\ell'} \rangle = \frac{(4\pi)^2}{N^2 (2\ell+1)(2\ell'+1)} \sum_{m,m'} \left( K_{\ell m \ell m} K_{\ell' m' \ell' m'} + 2 |K_{\ell m \ell' m'}|^2 \right)$$

Le premier terme de la somme donne immédiatement un résultat $\sim w_{00}^2 \sim f_1^2$. Le second terme nécessite, pour être calculé, de développer la couverture sur les harmoniques sphériques, et d'utiliser les diverses propriétés des symboles $3j$ de Wigner. Après quelques manipulations on trouve :

$$\langle \tilde{C}_\ell \tilde{C}_{\ell'} \rangle = \left( \frac{4\pi f_1}{N} \right)^2 + \left( \frac{4\pi f_1}{N} \right)^2 \sum_{\ell_1} \frac{2\ell_1 + 1}{2\pi} \mathcal{W}_{\ell_1} \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell' & \ell \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell_1 & \ell & \ell' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Le second terme peut être identifié avec la matrice de mélange $M_{\ell\ell'}$. Par ailleurs, on sait que $\langle \tilde{C}_\ell \rangle = 4\pi f_1 / N$ dans le cas où $C_\ell = 0$. Le premier terme est donc simplement égal à $\langle \tilde{C}_\ell \rangle \langle \tilde{C}_{\ell'} \rangle$. Il doit être soustrait pour obtenir la covariance recherchée, qui s'écrit ainsi :

$$\boxed{\mathrm{cov}(\tilde{C}_\ell, \tilde{C}_{\ell'}) = \langle \tilde{C}_\ell \tilde{C}_{\ell'} \rangle - \langle \tilde{C}_\ell \rangle \langle \tilde{C}_{\ell'} \rangle = \left( \frac{4\pi f_1}{N} \right)^2 \frac{2\pi}{2\ell' + 1} M_{\ell\ell'}}$$

**Cas d'une faible couverture : binning des $C_\ell$. Application à Kascade.**

Dans le cas où la couverture du ciel est trop faible pour pouvoir inverser $M_{\ell\ell'}$, on peut néanmoins effectuer l'opération de « binning » des $C_\ell$, aussi appliquée dans le cadre du CMB. Le principe est de ne calculer que des $\tilde{C}_\ell$ moyens pour des valeurs binnées de $\ell$, avec un pas $\Delta\ell$, et en commençant à un $\ell_0$ suffisamment élevé (par exemple $\ell = 5, 10, 15, \ldots$). La déconvolution se fait alors par une matrice différente de $M_{\ell\ell'}$ qui, pour une (faible) couverture du ciel donnée, est d'autant moins singulière que le *binning* est large.

Nous pouvons tenter par exemple d'appliquer cette méthode au cas de la couverture du ciel de l'expérience Kascade. Kascade est un détecteur de rayons cosmiques aux énergies de l'ordre du genou, dont les résultats ont particulièrement été remarqués en ce qui concerne la composition chimique des cosmiques dans ce domaine d'énergie [28]. Kascade est situé à Karlsruhe, à la latitude de $45°$ Nord. Pour cette expérience, qui travaille à basse énergie et à basse altitude, l'atténuation des gerbes est le facteur limitant l'acceptance. En appelant $\Lambda$

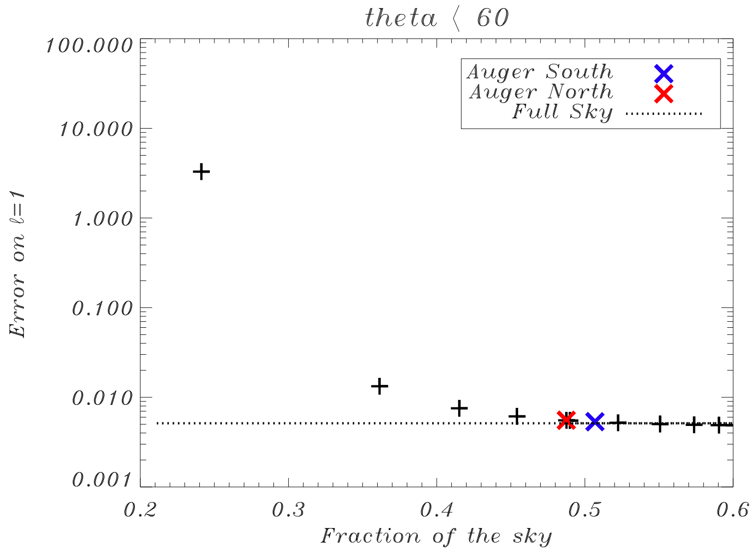



**FIG. 3.2 :** *Incertitude sur le dipôle reconstruit ($\ell = 1$) en fonction de la portion couverte du ciel. Pour une expérience qui couvre moins de 40% du ciel, cette incertitude augmente dramatiquement, mettant en évidence le fait que $M_{\ell\ell'}$ n'est plus régulière ; l'estimation du dipôle ne fait alors plus de sens. Pour Auger (Sud ou Nord), avec une couverture analytique standard coupée à $\theta \leq 60°$, on voit que l'on peut reconstruire un dipôle.*

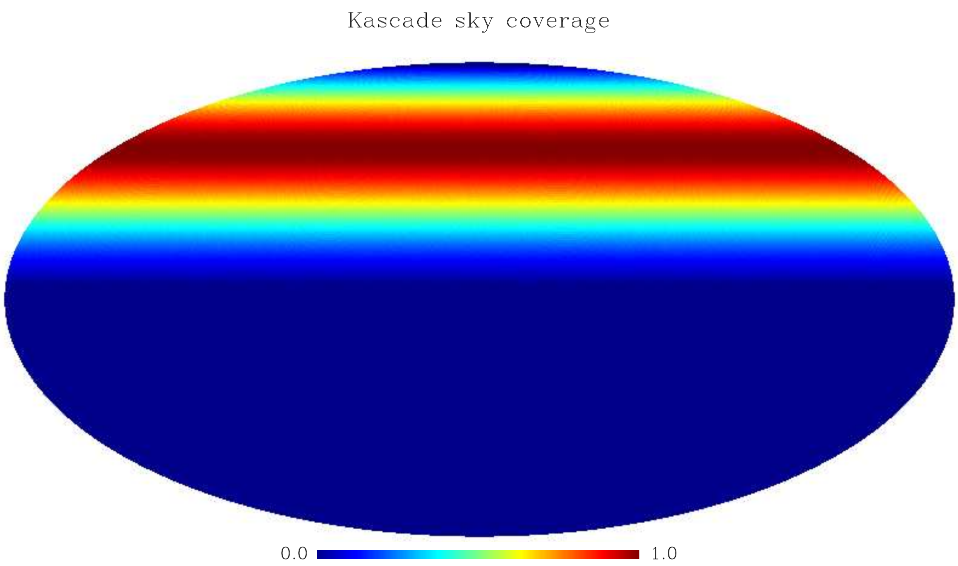



**FIG. 3.3 :** *Couverture du ciel de l'expérience Kascade. À cause de la trop faible longueur d'atténuation des gerbes aux énergies du genou, la couverture est limitée à une portion du ciel bien plus faible qu'Auger.*

la profondeur d'atténuation ($\Lambda \sim 190\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$, mesuré par la méthode CIC), et $X_0 = 1022\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ l'épaisseur verticale moyenne d'atmosphère à Karlsruhe, la distribution angulaire des gerbes suit parfaitement la loi suivante [17] :

$$a_0(\theta) = \cos\theta \, \exp\left(-\frac{X_0}{\Lambda}(\sec\theta - 1)\right)$$

On a gardé les notations du chapitre précédent. La couverture associée est représentée en Fig. 3.3. La matrice $M_{\ell\ell'}$ associée pour $1 \leq \ell \leq 20$ a un nombre conditionnel (rapport entre la plus élevée et la plus faible des valeurs singulières de la matrice) $C \sim 10^5$, ce qui montre qu'on ne peut l'inverser numériquement. L'inversion de la matrice de mélange devient possible typiquement en appliquant un binning de paramètres $\ell_0 \sim 15$ et $\Delta\ell \sim 5$, pour lesquels $C \simeq 1.7$. Cela devient alors physiquement très peu intéressant car le but de cette méthode est de rechercher des anisotropies à relativement grande échelle, donc à bas $\ell$.

♠ *Dans le cas de Kascade, comme d'un certain nombre d'anciennes expériences de rayons cosmiques dont la distribution en $\theta$ est étroite, le calcul des $C_\ell$ est inapplicable. En fait, pour une couverture de type « Kascade », très étroite en déclinaison, l'analyse de Rayleigh en ascension droite est naturellement bien mieux adaptée.*

### 3.1.4 Comparaison de l'analyse de Rayleigh et des $C_\ell$

Pour pouvoir quantifier une anisotropie, l'analyse en spectre de puissance est bien plus riche car elle donne accès aux fluctuations à des échelles diverses, alors que l'analyse de Rayleigh n'est sensible qu'aux modulations *en ascension droite* et à grande échelle.

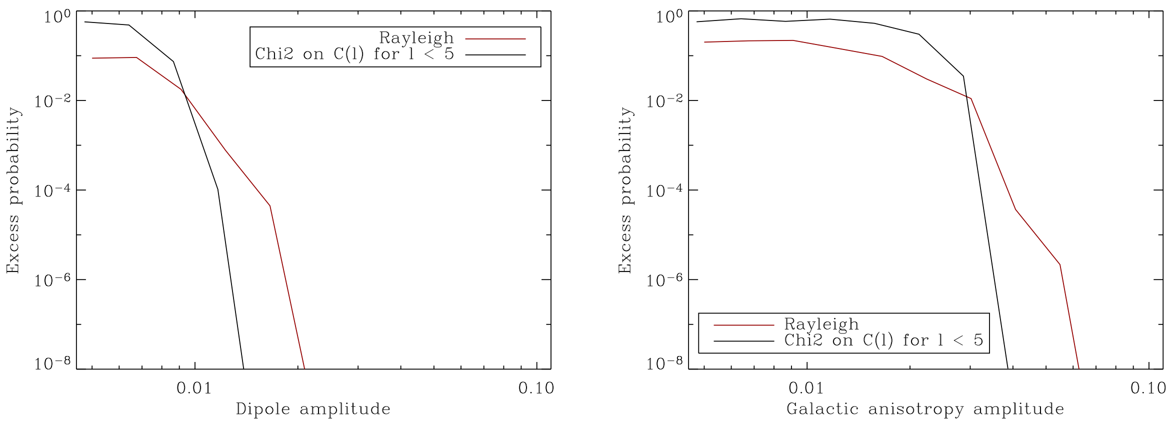



**FIG. 3.4 :** *Sensibilité des méthodes de Rayleigh et des $C_\ell$ à des anisotropies à grande échelle, en fonction de l'amplitude de ces anisotropies, pour 300 000 événements observés et une couverture de type « Auger - basse énergie ». Gauche : dipôle d'orientation aléatoire. Droite : excès gaussien vers le centre galactique, de dimensions $\Delta\ell = 50°$ et $\Delta b = 10°$.*

Nous étudions ici la sensibilité de ces deux méthodes à d'éventuelles anisotropies à grande échelle. On ne peut pas estimer cette sensibilité de manière générale, car elle dépend de la forme de l'anisotropie (inconnue a priori !), mais aussi de la couverture du ciel de l'expérience et de la statistique disponible. Il est clair qu'avec une couverture étroite en déclinaison (comme celle de Kascade), et si l'anisotropie est un dipôle orienté vers l'équateur, alors l'analyse de Rayleigh sera optimale. Des anisotropies sur des échelles plus petites, ou un dipôle malencontreusement orienté vers le pôle Nord équatorial, seront peut-être mieux détectés par l'analyse en $C_\ell$.

Motivés par la recherches d'éventuelles structures associées à la transition galactique - extragalactique, étudions avec un simple Monte-Carlo, à titre d'exemple, le cas de la couverture du ciel d'Auger à basse énergie (voir chapitre précédent : site de latitude $-35°$, et « coupure » de type Fermi-Dirac dans la distribution en $\theta$ à $\sim 50°$). Nous considérons une statistique de $3 \times 10^5$ événements, proche de la statistique des 2 premières années. La distribution sur le ciel de ces événements est le produit de la couverture et d'une structure légèrement anisotrope, pour laquelle nous prenons deux modèles :

– Un dipôle dont l'amplitude varie entre 0.5 et 10%, d'orientation aléatoire.
– Une gaussienne anisotrope centrée vers le centre galactique, d'amplitude variant aussi entre 0.5 et 10%, et d'extensions 50° dans le plan galactique et 10° hors de ce plan, modélisant un « halo » de rayons cosmiques diffusant, en provenance de la région du centre galactique.

À partir de ces événements simulés, nous appliquons l'analyse en $C_\ell$ et l'analyse de Rayleigh décrites précédemment. L'analyse de Rayleigh donne directement la probabilité que l'amplitude trouvée soit compatible avec l'isotropie. Avec l'analyse en $C_\ell$, on peut par exemple calculer la probabilité du $\chi^2 \equiv \sum_{\ell \leq \ell_{\max}} (C_\ell^{\exp}/\sigma_\ell)^2$. On fixe $\ell_{\max} = 5$ pour se limiter à la recherche d'anisotropies à des échelles raisonablement grandes.

La Fig. 3.4 montre la médiane des probabilités ainsi obtenues en fonction de l'amplitude des structures anisotropes simulées. La probabilité $p$ calculée chute lorque l'amplitude de l'anisotropie devient suffisamment importante, et on peut considérer qu'il y a détection ferme si $p \leq 10^{-3}$. On voit clairement que les sensibilités des deux méthodes sont assez proches. Ainsi, pour la couverture et la statistique considérées, un dipôle sera détecté par les deux méthodes s'il a en moyenne une amplitude de $\sim 1.5\%$. Un excès à grande échelle vers le centre galactique sera détecté si son amplitude est de l'ordre de 4 %.

Cette étude démontre ainsi deux points :

1. **Les données d'Auger à basse énergie sont suffisantes pour pouvoir détecter des anisotropies à grande échelle de l'ordre du pour cent.**
2. Les méthodes de Rayleigh et de $C_\ell$ ont des sensibilités semblables, et peuvent être donc être utilisées de manière complémentaires.

♠ *Le premier point justifie tous les efforts menés au chapitre précédent pour calculer la couverture du ciel avec cette précision !*

## 3.2 Les petites échelles : recherche de sources plus ou moins étendues

Nous nous tournons maintenant vers la recherche de structures aux petites échelles. Il s'agit de rechercher des « sources » qui peuvent être ponctuelles, notion finalement toute relative avec une résolution angulaire de l'ordre du degré, mais aussi étendues, d'extension $\sim 10°$ par exemple. La recherche de sources assez étendues est motivée par les déflections des UHECRs dues aux champs magnétiques, discutées en détails dans les chapitres suivants. En particulier, à cause de ces déflections, la relativement mauvaise résolution angulaire des détecteurs d'UHECRs n'est probablement pas un réel handicap.

De manière générale, les observatoires comme Auger, mais aussi les télescopes à neutrinos (AMANDA, IceCube, Antarès,...) et les observatoires de $\gamma$ au TeV du type de Milagro, ont un mode de détection qui ne les prédestine pas à l'étude de sources. Il s'agit en effet d'instruments qui détectent des particules venant d'un grand nombre de directions possibles, et ont donc une couverture du ciel étendue. Ils sont donc optimums pour l'étude de fonds astrophysiques, mais pas pour la détection de sources qui seront forcéments noyées dans ces fonds, puisque l'on ne peut « pointer » dans une direction particulière, comme c'est le cas avec HESS ou INTEGRAL par exemple.

Avec les observatoires d'UHECRs, on peut formellement mener deux types de recherches de sources, dont les philosophies sont différentes :

– **La recherche de sources a priori**. Il s'agit d'étudier les cartes du ciel dans des régions qui ont un intérêt astrophysique. À défaut de pouvoir pointer un télescope, on va donc « pointer » l'analyse des données dans une ou des directions précises. À titre d'exemple, on peut vouloir étudier le centre galactique, ou bien l'ensemble des directions des AGNs proches.
– **La recherche aveugle** de sources. Dans ce type d'analyse, on étudie l'ensemble des directions couvertes par l'expérience, sans a priori aucun, et on cherche à déterminer s'il y a, à petite échelle, des excès en quantitité statistiquement significative.

**Il nous apparaît crucial de distinguer clairement ces deux analyses.** En particulier, il faut éviter de faire de la recherche éduquée « en aveugle », c'est-à-dire d'utiliser un ensemble de données pour les corréler avec n'importe quelle source non définie a priori.

Donnons un exemple montrant la distinction entre ces deux analyses : si on détecte un excès « à 4 $\sigma$ » dans une région du ciel sans intérêt particulier, cela ne constitue pas une découverte car, en cherchant dans un grand nombre de régions du ciel, il est très probable d'obtenir une telle fluctuation. Si le même excès est dirigé vers le centre galactique par exemple, qui est une source astrophysique pour laquelle on a de bonnes raisons *a priori* (arrière-pensées théoriques, précédentes annonces d'excès) de voir quelque chose, alors cet excès prend immédiatement une toute autre valeur.

### 3.2.1 Recherche de sources a priori

La bonne façon de procéder est de faire la même chose qu'avec un télescope, pour lequel on est obligé de choisir l'objet vers lequel pointer avant d'analyser les données ! Il faut donc appliquer des sortes de *prescriptions* définissant, avant l'analyse des données, quelles sont les cibles astrophysiques privilégiées pour lesquelles l'observation d'un excès, même à quelques $\sigma$, sera une information scientifiquement importante. Le point crucial est de choisir ces cibles en nombre restreint, de façon à ne pas risquer de confondre un tel excès avec une fluctuation statistique. Cette idée de prescriptions a été adoptée, d'une manière plus ou moins formelle (dans l'esprit si ce n'est dans la lettre), par la collaboration Auger.

On peut par exemple définir comme « cible » :

- Une source ponctuelle observée dans d'autres longueurs d'ondes, ou bien annoncée comme excès par d'autres expériences d'UHECRs (par exemple les triplets AGASA).
- Une région plus étendue du ciel, par exemple les plans galactique et supergalactique.
- Un ensemble de sources astrophysiques ponctuelles, défini à partir d'un catalogue et de critères physiques motivés.

Si, comme cela a été souvent le cas par le passé, une corrélation avec de telles cibles est obtenues a posteriori, par réanalyse d'un lot de données, on ne peut dans ce cas parler de découverte car le fait de ne pas limiter le nombre de cibles testées (« on pointe dans toutes les directions ») empêche de donner une quelconque significativité à une telle corrélation.

#### Évaluation de la significativité et optimisation de la recherche

Le choix le plus simple de « cible » est de considérer un disque centré sur une certaine direction $\vec{n}_0$ et de rayon angulaire $r_0$. Si l'on recherche une source ponctuelle on peut prendre $r_0$ de l'ordre de la résolution angulaire, mais on peut aussi considérer un rayon plus grand. En intégrant la carte de couverture dans ce disque, et en utilisant le nombre total $N$ d'événements observés, on peut obtenir le nombre $n_{\rm exp}$ d'événements attendus en l'absence de source. On compte alors le nombre $n_{\rm obs}$ d'événements vus dans le disque. La distribution de probabilité de $n_{\rm obs}$ en l'absence de source est une loi de Poisson $\mathcal{P}(\nu = n_{\rm exp})$. L'excès éventuel est donc quantifié en calculant la probabilité d'observer plus de $n_{\rm obs}$ événements :

$$p = \sum_{i=n_{\rm obs}}^{\infty} \mathcal{P}(i)$$

Par tradition, on peut convertir cette probabilité en significativité $k \times \sigma$ (« le nombre de $\sigma$ ») définie en référence aux statistiques gaussiennes par $p = 1/\sqrt{2\pi} \int_k^\infty du\, e^{-u^2/2}$. En astronomie « traditionnelle », un excès doit conventionnellement être à $5\sigma$ pour pouvoir être considéré comme une source. Si aucun excès apparent n'est observé en direction de la cible, on peut placer une valeur limite supérieure sur son flux. La statistique poissonnienne permet d'abord de placer une limite sur le nombre d'événements en excès (c'est-à-dire sur $n_{\rm obs} - n_{\rm exp}$) ; puis la connaissance de l'acceptance du détecteur permet de convertir cette limite en flux, compté par exemple en nombre de particules par cm$^2$ par seconde.

Dans le cas où l'on étudie une source ponctuelle, de direction $\vec{n}_0$, il est clair que la taille de la fenêtre doit être de l'ordre de la résolution angulaire : plus petit, on perd beaucoup de statistique pour rien ; plus grand, on noie l'excès éventuel dans du bruit. On montre en fait que la fenêtre optimale dans ce cas est exactement la fonction de réponse angulaire de l'instrument, c'est-à-dire une gaussienne $K(\vec{n}, \vec{n}_0)$ de la largeur la résolution angulaire correspondant aux événements considérés [29]. Le « nombre » d'événements observé est alors la somme sur tous les événements $n_{\rm obs} = \sum_i K(\vec{n}_i, \vec{n}_0)$. Le « nombre » attendu est $n_{\rm exp} \sim \int d\Omega\, W(\vec{n}) K(\vec{n}, \vec{n}_0)$. De manière générale, la statistique associée à cette nouvelle variable aléatoire n'est plus poissonienne et la probabilité associée à l'excès peut être estimée par Monte-Carlo : on simule $n_{MC}$ cartes de $N$ événements suivant la couverture du ciel, et alors :

$$p = \frac{1}{n_{MC}} (\text{Nb de cartes telles que } \; n_{\rm obs} \geq n_{\rm exp})$$

On peut aussi estimer analytiquement $p$ si la largeur de la gaussienne $K$ est suffisamment faible pour pouvoir faire une approximation plane [29], ainsi que les éventuelles valeurs limites associées sur le flux.

### 3.2.2 Recherche aveugle : la fonction d'autocorrélation

L'outil le plus naturel pour rechercher si des excès sont présents à petite échelle, en quantité statistiquement significative mais pas dans une direction précise, est la fonction d'autocorrélation, déjà largement utilisée en cosmologie pour mettre en évidence le *clustering* des galaxies. Il s'agit simplement de calculer l'histogramme $\mathcal{N}(\theta)$ des séparations angulaires sur la sphère des événements observés. C'est l'excès des valeurs de cet histogramme aux petits angles qui indique un tel clustering.

L'histogramme obtenu n'est bien sûr pas plat, ne serait-ce qu'à cause d'effets d'angle solide. On appelle $\mathcal{N}_0(\theta)$ sa valeur prédite dans le cas isotrope. Pour une couverture uniforme du ciel, en notant $N$ le nombre d'événements observés, on a simplement :

$$\mathcal{N}_0(\theta) = \frac{N(N-1)}{4} \sin\theta$$

Il y a un terme d'angle solide, et la fonction est normalisée par $\int_0^\pi \mathcal{N}_0(\theta) d\theta = N(N-1)/2$. Dans le cas où la couverture n'est pas uniforme, cette distribution est moins triviale. Elle peut être obtenue de deux façons différentes :

– On peut simplement tirer un grand nombre de fois des événements au hasard de manière isotrope, suivant la carte de couverture, et reconstruire ainsi la fonction $\mathcal{N}_0$ par Monte-Carlo. Cette méthode est consommatrice en temps de calcul car il faut répéter un grand nombre de fois l'opération de fabrication de l'histogramme de paires d'événements simulés, ce qui est particulièrement long car le nombre de paires est $\propto N^2$.
– On peut aussi utiliser le lien qui existe entre le spectre de puissance angulaire et la fonction de corrélation angulaire d'un champ sur la sphère :

$$\mathcal{N}_0(\theta) \propto \sum_\ell \frac{2\ell+1}{4\pi} C_\ell P_\ell(\theta)$$

Les $C_\ell$ sont ceux de la carte de couverture. La normalisation est ensuite choisie simplement pour avoir la même relation $\int_0^\pi \mathcal{N}_0(\theta) d\theta = N(N-1)/2$. Cette méthode nécessite bien moins de temps de calcul que la précédente. Elle présente aussi l'avantage d'être très précise à partir du moment où la carte de couverture est suffisamment pixellisée. Par contre, elle nécessite de connaître la carte de couverture alors que la précédente peut être appliquée par simple *scrambling* d'un jeu d'événements donné (voir chapitre précédent). Cela explique que la méthode Monte-Carlo ait été largement utilisée par le passé.

On peut ainsi calculer une fonction de corrélation renormalisée $(\mathcal{N}/\mathcal{N}_0)(\theta)$. L'incertitude associée est, surtout aux petits angles, due aux fluctuations statistiques de l'histogramme $\mathcal{N}(\theta)$. En toute rigueur, les différents bins de cet histogramme ne sont pas décorrélés. Pour pouvoir calculer les incertitudes associées à chaque bin, il faudrait donc utiliser des Monte-Carlo. En fait, la statistique aux petites séparations angulaires est tellement faible, à cause du facteur d'angle solide, qu'il est raisonnable en première approximation d'estimer l'incertitude associée à chaque bin $\theta$ avec la loi de Poisson $\mathcal{P}[\mathcal{N}_0(\theta)]$.

♠ *En pratique, le choix du binning pour construire l'histogramme de la fonction d'autocorrélation est important. Il est naturel de choisir un bin de l'ordre de la résolution angulaire.*

Cette fonction statistique n'est pas optimisée pour la recherche d'une source particulière. À titre d'exemple, considérons $N$ événements distribués uniformément sur la sphère, soit une densité $\rho = N/4\pi$, avec en plus une unique source ponctuelle de $\kappa N$ événements. Avec une résolution angulaire $\theta$, le rapport signal/bruit au niveau de la source vaut environ $\kappa N/\rho\pi\theta^2 = 4\kappa/\theta^2$. La fonction d'autocorrélation (non-normalisée) est calculée à partir de tous les événements. Dans le premier bin, de taille choisie $= \theta$, on a $N^2\theta^2$ paires d'événements en l'absence de source. La source rajoute environ $(\kappa N)^2$ paires, ce qui correspond à une fraction $f \equiv (\kappa N)^2/N^2\theta^2 \sim \kappa^2/\theta^2$. L'excès mesuré à l'aide de la fonction de corrélation angulaire est donc plus petit d'un facteur $\kappa$ par rapport à une recherche a priori de la source.

**Distribution des plus proches voisins**

On peut calculer un grand nombre de grandeurs statistiques destinées à mettre en évidence des structures à petite échelle. Mentionnons par exemple la distribution des plus proches voisins : à chaque événement $i$ on associe la distance angulaire $\theta_{1i}$ du plus proche voisin, celle $\theta_{2i}$ du second plus proche voisin, etc. Les distributions cumulatives de ces distances sont ensuite représentées, et comparées à des Monte-Carlos. L'intérêt de cette méthode est justement qu'elle ne nécessite pas de choisir un binning.

### 3.2.3 Recherche aveugle : cartes d'excès

On peut calculer des cartes d'excès d'événements sur tout le ciel couvert par diverses méthodes, afin de voir si un ou plusieurs « point(s) chaud(s) » ne ressortent pas d'une manière statistiquement significative.

**Carte de significativité à une échelle donnée**

Nous avons vu précédemment comment calculer une significativité dans une fenêtre de rayon $r_0$ donné, dans une direction $\vec{n}_0$ donnée, à partir d'un ensemble d'événements. Le principe maintenant, dans le cadre d'une recherche aveugle, est de calculer une carte de significativités sur un ensemble important de directions dans le ciel (par exemple, l'ensemble des directions associées à une pixellisation Healpix à grand $N_{\text{side}}$) [30]. Cette carte permet ainsi de localiser d'éventuelles structures à l'échelle $r_0$ dans le ciel. Formellement, si le noyau « fenêtre » est une fonction $K(\vec{n}, \vec{n}')$, la carte brute des événements est une somme de Diracs : $M_0(\vec{n}) = \sum_i \delta(\vec{n}, \vec{n}_i)$, et la carte lissée est sa convolution :

$$M_K(\vec{n}) = M_0 \star K = \sum_i K(\vec{n}, \vec{n}_i)$$

La carte de significativité est obtenue en comparant cette carte à la carte de couverture lissée $W \star K$. Comme on a des relations de convolution, le calcul de la carte de significativité est facilité en passant dans l'espace de Fourier, c'est-à-dire à nouveau en utilisant les harmoniques sphériques.

Dans le cas particulier où l'on recherche des sources ponctuelles, il suffit de prendre $r_0$ égal à la résolution angulaire. Néanmoins nous avons vu que la résolution angulaire n'est pas la même pour tous les événements (elle dépend de $\theta$, etc) ; il faut donc en toute rigueur introduire un noyau de résolution angulaire $K_i$ par événement (ce qui empêche alors d'utiliser l'outil de l'analyse de Fourier).

Une telle carte fera toujours apparaître des fluctuations à plusieurs $\sigma$. Pour savoir si celles-ci sont statistiquement significatives, il faut en général recourir à un Monte-Carlo : on tire un grand nombre de fois des événements suivant la carte de couverture, et on produit ainsi des distributions de significativité « isotropes » auxquelles on peut comparer la distribution des significativités réelles.

♠ *Avec un estimateur de « significativité » statistique approprié, comme l'estimateur de Li-Ma très couramment utilisé en astronomie, on connaît la distribution théorique d'un ensemble de significativités indépendantes : il s'agit d'une gaussienne. Mais les significativités obtenues sur une carte d'excès qui a été lissée à une certaine échelle ne sont pas indépendantes (les pixels étant corrélés), c'est pourquoi on est obligé de recourir au Monte-Carlo.*

#### Sources ponctuelles : carte de maximum de vraissemblance [31]

Une autre approche existe dans le cas de la recherche spécifique de sources ponctuelles. Étant donné un ensemble de directions d'arrivée $\vec{n}_i$, une couverture $W(\vec{n})$, et des noyaux de résolution angulaire $K_i$ définis pour chaque événement, on peut tester l'hypothèse : « parmi les $N$ événements observés, il y en a $n_s$ qui proviennent d'une source dans la direction $\vec{n}_s$ ». Partant de cette hypothèse, la probabilité d'observer l'événement $i$ dans la direction $\vec{n}$ est :

$$P_i(\vec{n}, \vec{n}_s) = \frac{n_s}{N} K_i(\vec{n}, \vec{n}_s) + \frac{N - n_s}{N} W(\vec{n})$$

La vraissemblance associée à l'ensemble des événements est alors $\mathcal{L}(n_s, \vec{n}_s) = \prod_i P_i(\vec{n}_i, \vec{n}_s)$. Pour une direction $\vec{n}_s$ donnée, on maximise donc $\mathcal{L}$ par rapport à $n_s$. On peut ainsi construire une carte de maximum de vraissemblance permettant de représenter les sources possibles, et prenant en compte en particulier les résolutions angulaires individuelles des événements. La valeur de $\mathcal{L}$ dépendant du nombre d'événements, on considère plutôt le logarithme du rapport entre $\mathcal{L}(n_s, \vec{n}_s)$ et $\mathcal{L}(0, \vec{n}_s)$. On cartographie donc la quantité suivante (MLR signifiant Maximum Likelihood Ratio) :

$$\mathrm{MLR}(\vec{n}) = \mathrm{Max}_{n_s} \sum_i \ln \left( 1 + \frac{n_s}{N} \left( \frac{K_i(\vec{n}_i, \vec{n})}{W(\vec{n}_i)} - 1 \right) \right)$$

## 3.3 Les précédentes annonces d'anisotropies des UHECRs

Nous résumons ici les résultats des expériences précédentes concernant la recherche d'anisotropies. Cette partie pourrait être résumée en disant simplement qu'aucun écart à l'isotropie n'a été observé de manière certaine. Néanmoins, un certain nombre d'anisotropies possibles ont été annoncées, et il est intéressant de les présenter car d'une part ces excès vont constituer des hypothèses à tester avec Auger, et d'autre part il est instructif de comprendre les stratégies d'analyse qui ont été adoptées, afin de repérer les points délicats.

#### L'aventure du *clustering*

L'expérience AGASA a consisté en un réseau de détecteurs au sol, avec une résolution angulaire de l'ordre de $1.6°$ au-dessus de 40 EeV. En 1996, la première indication d'une possible accumulation des directions d'arrivées vers quelques directions (le « clustering ») a été annoncée [32] : parmi 36 événements au-dessus de 40 EeV, il y avait 3 paires d'événements séparés de moins de $2.5°$. La probabilité de cet excès était encore élevée, de l'ordre de 3%. Un autre point intriguant était que deux de ces paires étaient localisées au voisinage du plan supergalactique. En 1999, ce clustering a été confirmé avec un lot de données élargi [4], voir Fig. 3.5. Alors que la distribution des directions d'arrivée des UHECRs au-dessus de $10^{19}$ eV était uniforme à grande échelle, AGASA annonçait un triplet et trois doublets dans le lot des 47 événements collectés, d'énergie reconstruite $\geq 40$ EeV. Un autre doublet apparaissait en descendant légèrement le seuil.

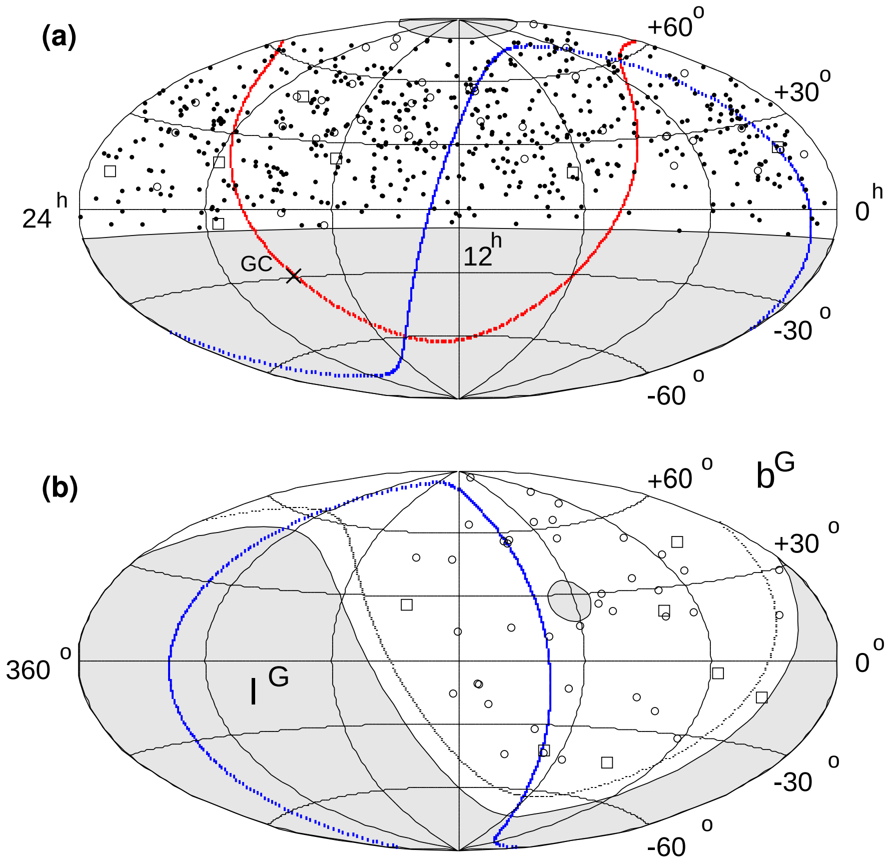



**FIG. 3.5 :** *Directions d'arrivée des UHECRs au-dessus de $10^{19}$ eV, publiées par AGASA dans [4], en coordonnées (a) équatoriales et (b) galactiques. Points : $E \geq 10^{19}$, cercles : $E \geq 4 \times 10^{19}$, carrés : $E \geq 10^{20}$ eV.*

La probabilité d'obtenir un tel nombre de doublets et un triplet était alors estimée avec un simple Monte-Carlo. Elle variait en fonction du jeu d'événements exactement considéré ; pour les 47 événements au-dessus de 40 EeV, la probabilité d'avoir autant de doublets qu'observé était de 0.32 %. De manière générale, l'ordre de grandeur de la probabilité d'avoir une telle configuration par chance était $\lesssim 1\%$. À l'ICRC 2003, le jeu de données a encore été augmenté et on se retrouve avec 5 doublets et un triplet pour 59 événements au-dessus de 40 EeV. Un certain nombre d'études statistiques ont été menées pour estimer la significativité réelle de ce clustering. La difficulté est de prendre en compte les facteurs de pénalité statistique associés aux « essais » que l'on fait en choisissant en particulier l'énergie de coupure optimale (visiblement 40 EeV) ainsi que la séparation angulaire optimale ($2.5°$) qui maximisent la significativité. À ce niveau on ne peut donc associer de manière rigoureuse une probabilité à ce signal : par exemple, il est subjectif de dire que cette séparation angulaire est optimisée, ou bien qu'elle est naturelle car directement liée à la résolution angulaire de l'expérience. Suivant les auteurs, la probabilité d'avoir un tel clustering par chance varie ainsi de $\sim 10^{-5}$ à $\sim 10^{-2}$.

Ainsi, dans [33], les auteurs étudient la statistique du nombre de paires en scannant la séparation angulaire définissant une paire, et l'énergie de coupure. En coupant $E \geq 4.89 \times 10^{19}$ eV et avec une séparation angulaire $\theta_c = 2.5°$, le signal est maximisé et la probabilité « brute » associée est $8.4 \times 10^{-5}$. En prenant en compte, encore par Monte-Carlo, l'ensemble des essais effectués, il est montré que la probabilité associée à un tel signal n'est en fait que de 0.3%.

On peut recalculer la fonction d'autocorrélation des 47 événements AGASA à $E \geq 40$ EeV publiés en 1999. Les barres d'erreur ne sont qu'indicatives, mais elles suffisent pour se convaincre que l'on a plus affaire à un excès à $2.5 - 3\sigma$ qu'à $\gtrsim 5\sigma$ annoncé parfois. Ainsi, si le clustering d'AGASA est extrêment intéressant, on ne peut pas le considérer comme un signal certain.

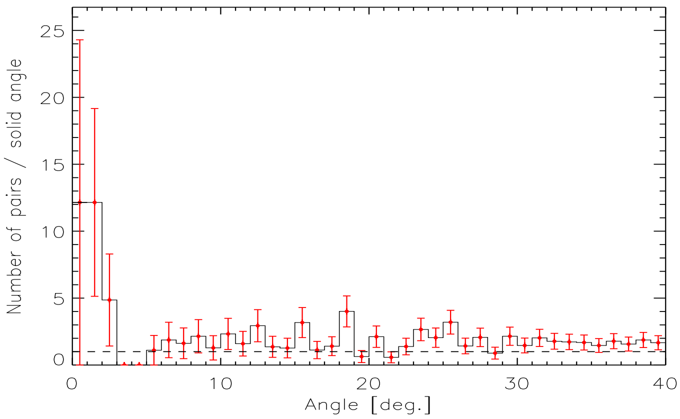



**FIG. 3.6 :** *Fonction d'autocorrélation recalculée à partir des événements d'AGASA $E \geq 40$ EeV. La fonction est renormalisée, les pointillés indiquant le niveau isotrope. Les barres d'erreur, représentées à titre indicatif, sont simplement proportionnelles à la racine du nombre de paires dans chaque bin. Il faut en particulier prendre garde au fait que, dans cette représentation, les barres d'erreur augmentent fortement aux petits angles à cause du facteur d'angle solide. Mentionnons que l'autocorrélation ne semble pas parfaitement plate à grande échelle, indiquant peut-être une non-uniformité de la distribution en $\cos^2\theta$ des événements (voir chapitre précédent).*

La collaboration HiRes a naturellement étudié d'éventuelles corrélations à petites échelles. Comme nous l'avons déjà dit, l'expérience HiRes dispose d'événements mono et de données stéréo, en plus petite quantité mais avec une bien meilleure résolution angulaire. La fonction d'autocorrélation des événements mono au-dessus de $10^{19.5}$ eV a néanmoins aussi été publiée [34], ne faisant apparaître aucun signal. En stéréo, un scan des paires d'événements en fonction de leur énergie et de leur séparation angulaire a été effectué [35], similaire à [33]. Le signal de clustering le plus important est obtenu pour $E \geq 17$ EeV, avec une séparation angulaire de $2.2°$ (voir Fig. 3.7). Un tel signal est néanmoins probable avec une chance sur deux.

Plus récemment, une carte de maximum de vraissemblance (voir Fig. 3.7, droite) a été publiée pour les données HiRes et AGASA combinées au-dessus de 40 EeV [31]. Cette carte présente un « point chaud » évident, de coordonnées équatoriales ($\alpha \simeq 169.3°$, $\delta \simeq 57.0°$), pour lequel le MLR atteint 8.54 (en échelle log). Cette direction correspond en fait simplement au triplet précédemment publié par AGASA. Par des Monte-Carlo, il est montré que la probabilité d'avoir par hasard un point atteignant un MLR au moins aussi élevé que 8.54 est environ 28% (elle était de 4.5% avec les données d'AGASA seul). Les données fournies par HiRes tendent donc à diminuer la significativité du clustering d'AGASA.

En fait, l'échelle d'énergie de HiRes étant probablement plus basse d'un facteur $\sim 1/3$ que celle d'AGASA, il peut être justifié pour une telle analyse de combiner les données d'AGASA à $E \geq 40$ EeV avec celles d'HiRes à $E \geq 30$ EeV. Il apparaît dans ce cas un événement HiRes à 37.6 EeV dont la direction d'arrivée est compatible avec celle du triplet d'AGASA. On a donc maintenant un quadruplet d'événements à ultra-haute énergie, mais il est impossible d'estimer raisonnablement sa significativité statistique car on a eu recours à un artifice (certes physiquement motivé) pour le faire apparaître.

♠ *Dans [36], il a même été remarqué qu'en étendant la statistique de HiRes jusqu'à 10 EeV, alors un événement supplémentaire dans la même direction apparaît, ce qui fait que l'on peut parler formellement de quintuplet ! Il est alors encore plus difficile d'estimer avec quel niveau de confiance on doit prendre ce « signal ». Aucune source astrophysique remarquable ne se situe dans cette direction, exceptée une paire d'amas*

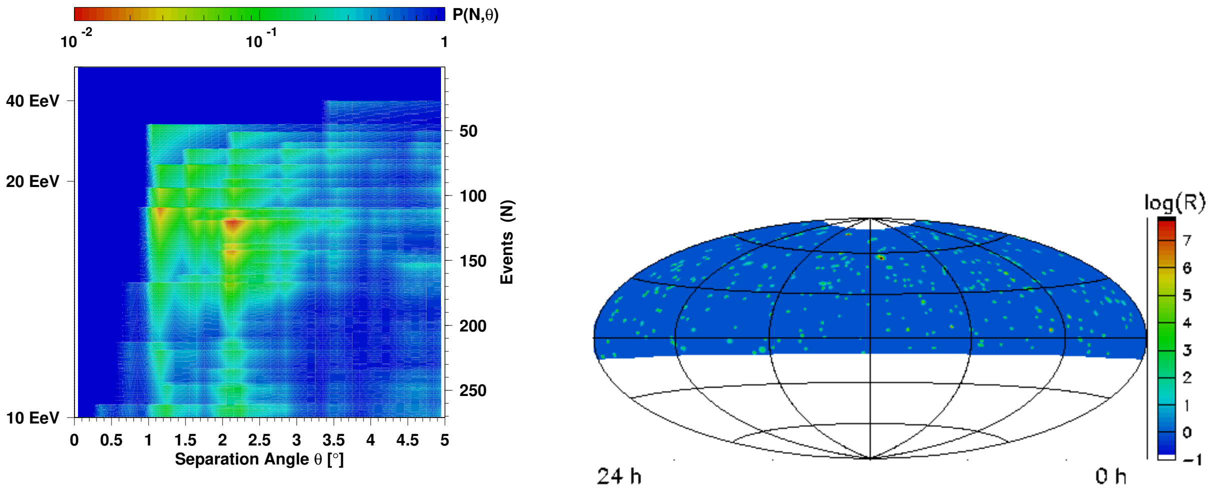



**FIG. 3.7 :** *Gauche : Scan d'autocorrélation avec les données HiRes stéréo au-dessus de 10 EeV [35], pour des séparations angulaires inférieures à* $5°$*. La grille de probabilités est calculée par Monte-Carlo en utilisant la carte de couverture. Droite : Carte de MLR combinant les données HiRes et AGASA aux plus hautes énergies.*

*de galaxies, à 140 Mpc, dont les interactions pourraient générer des chocs à grande échelle permettant l'accélération d'UHECRs (voir chapitre suivant).*

En conclusion, nous pouvons dire à l'heure actuelle qu'il y a un candidat plausible (mais pas du tout certain) de source d'UHECRs dans la direction de ce quadruplet HiRes-AGASA. Malheureusement, sa direction est trop au Nord pour être observable par Auger Sud (même à grand angle zénithal), et la statistique accumulée par HiRes avant sa fermeture (mars 2006) sera trop faible pour pouvoir tester cette source : si HiRes observe encore un événement à $E \geq 40$ EeV dans sa direction, on aura dans ce cas une quasi-preuve ; mais si ce n'est pas le cas, cela ne signifiera pas qu'il y a forcément absence de source. Il faudra alors attendre Telescope Array ou Auger Nord…

### Corrélations avec diverses sources astrophysiques

Un grand nombre de corrélations des données UHECR existantes avec des sources astrophysiques ont été proposées. Une compilation (forcément incomplète) en est donnée dans [37]. Les méthodes employées pour estimer ces corrélations diffèrent légèrement selon les auteurs, surtout en en ce qui concerne l'évaluation de la significativité statistique, mais l'esprit est toujours le même : il s'agit d'étudier les paires formées entre (1) un lot d'UHECRs et (2) une liste de sources astrophysiques, sur une certaine échelle angulaire à laquelle on donne la liberté de varier ou non, et de comparer la statistique de ces paires avec des distributions aléatoires d'UHECRs. Il s'agit donc formellement de recherches de sources a priori, telles que décrites à la section précédente.

Le problème majeur est que beaucoup (trop ?) de telles corrélations ont été annoncées, en coupant de façons variées les données UHECR (choix de l'expérience et de la gamme d'énergie) et surtout les catalogues de sources (il y a une infinité de façon de couper ces catalogues, dont on peut obtenir une liste nombreuse sur VizieR[1] ). Du coup, les significativités que l'on obtient avec ces corrélations ne sont pas fiables.

Parmi les corrélations annoncées, citons toutes sortes d'AGNs (galaxies de Seyfert, quasars [38], etc), des galaxies en collision, des galaxies lumineuses en infrarouge [39], des sources $\gamma$ ... Les candidats de sources qui ont fait le plus de bruit, et qui sont toujours d'actualité, sont les Bl Lacs. Il s'agit d'une classe particulière d'AGNs (voir chapitre suivant) ; la seule motivation physique pour que ces objets accélèrent les UHECRs, plutôt que les autres blazars, est la faible densité supposée du milieu environnant (absence de raies spectrales

[1] `http://vizier.u-strasbg.fr/cgi-bin/VizieR`

importantes), qui limite les pertes d'énergie des UHECRs par collisions pendant leur accélération. La première annonce d'une telle corrélation [40], a été faite avec les données de Yakutsk (coupure $E \geq 24$ EeV) et d'AGASA (coupure $E \geq 48$ EeV). Des coupures sur les redshifts, magnitudes apparentes et flux radio sont effectuées sur le catalogue de Bl Lacs de Veron-Cetty, et la significativité annoncée de la corrélation est très grande ($p \sim 6 \times 10^{-5}$). Ce résultat a été assez contesté, en particulier à cause de la façon dont sont pris en compte les facteurs de pénalité statistiques ([41], [42],...).

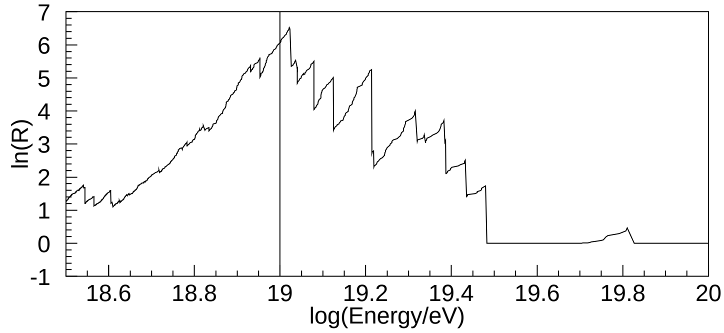



**FIG. 3.8 :** *Variation du MLR associé à la corrélation entre les événements HiRes et les Bl Lacs, en fonction de la coupure en énergie sur les UHECRs. Le choix d'une coupure à 10 EeV apparaît comme une coupure optimisant le signal de corrélation. Au contraire, il n'y a pas de corrélation avec les Bl Lacs pour $E \geq 40$ EeV.*

Une seconde annonce a été faite par les mêmes auteurs [43] : il s'agit cette fois d'une corrélation des événements HiRes stéréo d'énergie $E \geq 10$ EeV, avec les Bl Lacs du même catalogue (mais des coupures légèrement différentes). L'interprétation physique d'une telle corrélation est difficile, car HiRes stéréo a une très bonne résolution angulaire, l'énergie de seuil a été rabaissée et les Bl Lacs sont des objets situés à distance cosmologiques : des rayons cosmiques chargés seraient trop défléchis au cours de leur propagation pour permettre une telle corrélation ; il a donc été émis comme hypothèse que les UHECRs responsables de cette corrélation seraient neutres. La collaboration HiRes a ensuite confirmé cette seconde corrélation [44], tout en excluant avec ses propres données la première corrélation annoncée, et a montré que cette nouvelle corrélation est à un niveau de significativité de $\sim 0.5\%$, et qu'elle est en effet « optimale » pour une coupure en énergie $E \geq 10^{19}$ eV (voir Fig. 3.8). Elle devra être exclue ou confirmée avec de nouveaux lots de données.

Pour conclure, aucune corrélation annoncée avec des sources astrophysiques n'a été confirmée sur un lot de données indépendant. On voit apparaître les problèmes qui biaisent ce genre d'analyse :
- Difficulté de combiner les données de plusieurs expériences d'UHECRs à la fois, alors que les échelles d'énergie, résolutions angulaires et cartes de couverture sont différentes.
- Très faible statistique qui pousse à faire des analyses *a posteriori* sur les données.
- Nombreux choix possibles dans les sources à corréler.

#### Anisotropies à grande échelle et corrélations avec la galaxie à l'EeV

En particulier dans l'hypothèse où les UHECRs ont une origine galactique jusqu'à quelques EeV, on attend un excès à grande échelle vers l'EeV, plus ou moins corrélé avec le centre, le plan ou le halo galactique. La détection ferme d'un tel excès serait cruciale pour la compréhension de l'origine des rayons cosmiques dans ce domaine d'énergie, et la mise en évidence de la transition galactique - extragalactique.

La difficulté est que l'amplitude attendue d'un tel excès est faible : peut-être de l'ordre du pourcent. Cela est dû au fait que les déflections sont encore importantes dans les champs magnétiques galactiques à $10^{18}$ eV, surtout si les rayons cosmiques galactiques à ces énergies sont des noyaux lourds, comme on le pense généralement. Les systématiques sur la carte de couverture des expériences UHECRs, que nous avons détaillées pour Auger au chapitre précédent, sont donc importante.

La première annonce par une expérience moderne d'un possible excès lié au plan galactique a été faite par l'expérience Fly's Eye, le prédécesseur de HiRes [45]. L'analyse est menée en utilisant la paramétrisation de Wdowczyk et Wolfendale ($I(b) \sim 1 + f_E e^{-b^2}$), ainsi qu'en recherchant un éventuel gradient galactique Nord-Sud (c'est-à-dire une distribution sur le ciel de la forme $I(b) \sim 1 + f \times b$). Comme il s'agit d'un détecteur de fluorescence, la détermination de la couverture du ciel est a priori particulièrement difficile, et une méthode de scrambling des événements a donc été utilisée : permutation des temps $t_i$ avec les directions locales d'arrivée $(\theta_j, \phi_j)$. Un excès vers le plan galactique a alors été annoncé à basse énergie, l'excès étant le plus significatif dans la bande d'énergie $0.4 - 1$ EeV pour laquelle $f_E \sim 0.1$.

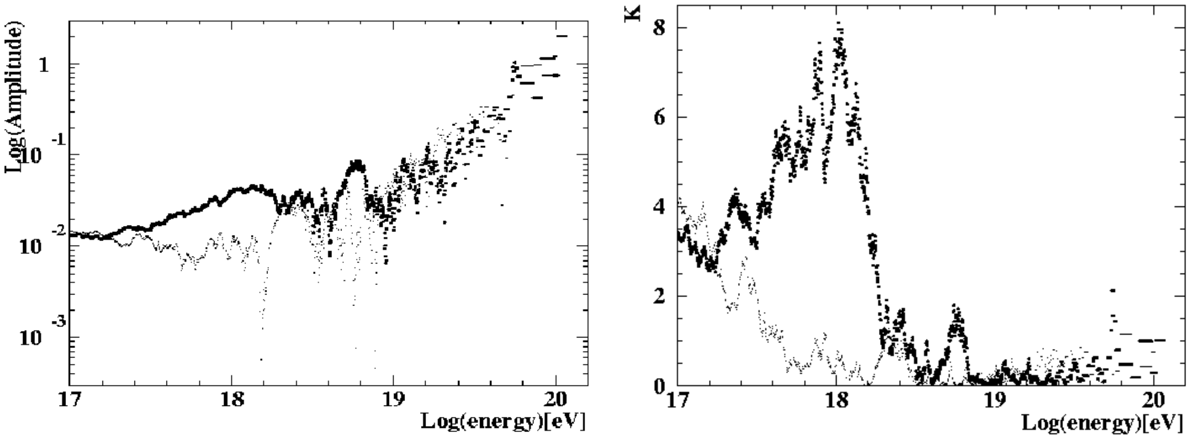



**FIG. 3.9 :** *Amplitude et facteur de significativité $k$ de Rayleigh en fonction du seuil en énergie pour le lot d'événements (2) d'AGASA [18]. En traits plus fins sont représentés les résultats de l'analyse harmonique en heure solaire.*

L'annonce la plus importante d'une anisotropie à grande échelle est probablement celle d'AGASA [18], confirmée avec un lot de données légèrement étendu dans [46]. Une analyse de Rayleigh est appliquée à deux lots d'événements : (1) les événements « bien reconstruits » (6 détecteurs touchés, le cœur de la gerbe à l'intérieur du réseau et $\theta \leq 60°$), soit 114 000 événements sur 11 ans de prise de données ; (2) avec une coupure sur les « bons » jours d'observation (taux d'événement quotidien raisonnable), qui ne conserve que 70% des données. La Fig. 3.9 montre les résultats pour l'amplitude $r$ et la « significativité » $k$ ($p = e^{-k}$) pour le lot (2), plus fiable, et montre un excès important avec une significativité $k \sim 8$ à $E \sim 10^{18}$ eV. Pour pouvoir appliquer une analyse de Rayleigh, il faut que la couverture du ciel soit invariante en ascension droite. AGASA a *supposé* de manière implicite que les inhomogénéités éventuelles en ascension droite de sa couverture du ciel doivent être dues à une modulation en temps solaire de son acceptance (liée à basse énergie à des effets météo, comme pour Auger). Une analyse de Rayleigh a donc été appliquée, en heure solaire cette fois, et comparée à l'analyse en ascension droite. On observe que le signal à basse énergie ($\log E \leq 17.6$) est effectivement associé à une modulation en heure solaire, donc un effet d'acceptance. L'excès bien plus significatif à $E \sim 1$ EeV semble lui décorrélé de cet effet, ce qui le rend crédible. Avec l'ensemble le plus complet de données, cet excès atteint $k \simeq 15$, ce qui est considérable.

Sur la base des résultats de cette analyse, des cartes d'excès et de significativité associée ont été publiées dans la bande d'énergie optimale $10^{17.9} \leq E \leq 10^{18.3}$ eV (Fig. 3.10). La fonction fenêtre a été choisie avec un rayon optimal de 20°. Il apparaît alors un excès dans une direction proche du centre galactique, et un déficit vers l'anticentre galactique. Ces cartes sont obtenues avec une couverture invariante en ascension droite. AGASA a en particulier un excès à 4 $\sigma$ vers une direction proche du centre galactique, avec 308 événements observés pour 242 attendus. L'interprétation de ces cartes doit être prudente car, mise à part l'hypothèse d'invariance en ascension droite de la couverture, on voit que les excès ou déficits sont situés dans des régions en bord d'acceptance, là où la couverture est très faible. Ainsi, le cercle de rayon 20° centré sur l'excès le plus important recouvre des zones non observées par AGASA, qui ne voit pas du tout le centre galactique en particulier !

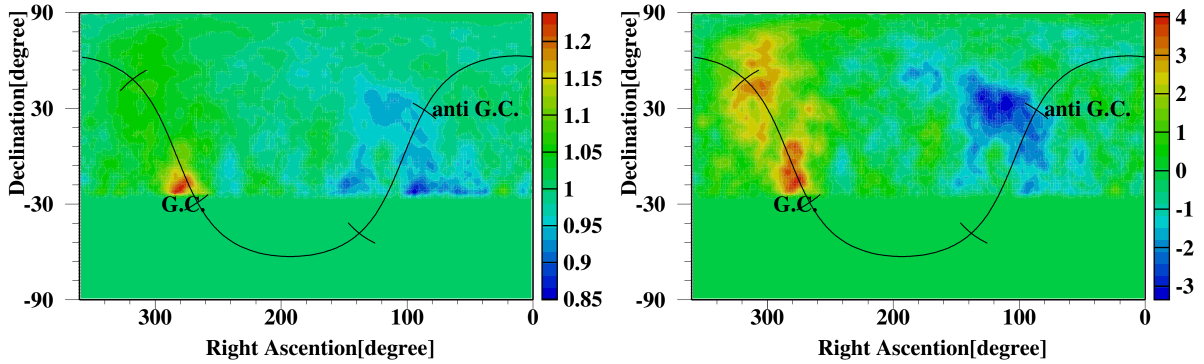



**FIG. 3.10 :** *Carte lissées à 20° d'excès (gauche) et de significativité (droite), exprimée en $\sigma$ pour l'ensemble des événements AGASA d'énergie $10^{17.9} \leq E \leq 10^{18.3}$ eV [46]. Le plan galactique est représenté et GC est le centre galactique.*

En conclusion, AGASA a essentiellement observé une intéressante modulation en ascension droite, *à très grande échelle*, dans une bande d'énergie assez étroite autour de 1 EeV. La question reste ouverte de savoir si cette modulation est réelle, ou s'il s'agit d'une systématique subtile (particulièrement perverse même, mais possible), non liée aux variations solaires de l'acceptance.

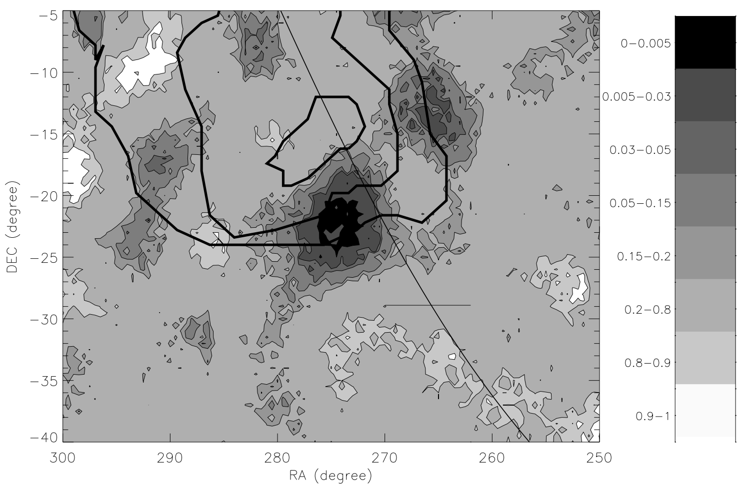



**FIG. 3.11 :** *Carte d'excès de SUGAR [47] au voisinage du centre galactique. L'échelle est en probabilités. Les contours noirs superposés sont les contours à 2,3 et 4 $\sigma$ d'AGASA (le champ de vue d'AGASA étant limité à $\delta \geq -24°$). Les lignes fines représentent le plan et le centre galactique.*

Suite aux résultats d'AGASA, les données de la seule expérience d'UHECRs dans l'hémisphère Sud, SUGAR, ont été réanalysées [47]. Il s'agit d'un réseau de détecteurs d'espacement 1.6 km, avec un petit sous-réseau de pas 0.5 km. Dans la bande d'énergie choisie a priori $10^{17.9} \leq E \leq 10^{18.5}$, il y a environ 3700 événements avec une résolution angulaire assez médiocre de 5.5°. Un excès intéressant, mais « à 2 $\sigma$ », compatible avec une source ponctuelle, a alors été observé dans la direction ($\alpha = 274°, \delta = -22°$), à 7° du centre galactique (Fig. 3.11). En revanche aucun excès ne provient de la direction même du centre galactique. Il faut noter que la statistique associée est très faible : $\sim$ 22 événements observés pour $\sim$ 11 attendus (le fond est obtenu par scrambling).

Avec sa bonne couverture du ciel, et grâce à son seuil en énergie un peu plus bas qu'attendu, Auger est à même de tester ces excès avec une statistique incomparable.

**Anisotropies à grandes échelles aux énergies élevées**

Aux énergies élevées ($E \geq 10^{18.5-19}$ eV), il n'y a pas d'anisotropie évidente à grande échelle. La statistique étant bien plus faible, on n'est évidemment sensible qu'à des anisotropies importantes. L'isotropie apparente à grande échelle des UHECRs pour $E \geq 10^{19}$ eV est un argument important en faveur d'une origine extra-galactique des rayons cosmiques à ces énergies. L'expérience AGASA a effectué une analyse harmonique en ascension droite, ainsi qu'une recherche d'excès dans les plans galactique et supergalactique pour $E \geq 10^{19}$, et aucune structure significative ne s'est dégagée [4]. HiRes - mono [22] a appliqué une recherche a priori de dipôle aux énergies $E \geq 10^{18.5}$ eV, dans les directions du centre galactique, de M87 et de Cen A. Là encore, le dipôle ajusté n'est pas significatif, et par exemple pour le centre galactique on a la mesure de l'amplitude $\alpha = 0.005 \pm 0.055$, qui donne une idée des contraintes que l'on peut poser : un dipôle de $\sim 10\%$ associé au centre galactique semble ainsi exclu pour $E \geq 10^{18.5}$ eV.

## 3.4 Résultats des deux premières années d'Auger

♠ *L'ensemble des résultats présentés ici, à l'exception de l'étude sur le centre galactique qui a été publiée en 2005, sont des résultats préliminaires, obtenus par l'auteur de ces lignes. Les coupures en énergie sont appliquées avec la reconstruction « Herald » et la calibration CIC-FD de l'échelle d'énergie.*

### 3.4.1 Anisotropies à basse énergie

On s'intéresse ici aux rayons cosmiques d'énergie typiquement inférieure à 3 EeV, c'est-à-dire au seuil d'acceptance du détecteur. Dans ce domaine d'énergie, les précédents résultats expérimentaux tout autant que les *a priori* théoriques nous incitent à rechercher en priorité des structures à grande échelle, en particulier associées à notre propre galaxie. De plus, on peut aussi spécifiquement rechercher une source ponctuelle de neutrons en provenance du centre même de la galaxie (voir encadré ci-après).

#### 3.4.1.1 Le centre galactique

Une première recherche d'excès en direction de la région du centre galactique a été publiée par la collaboration Auger à l'ICRC 2005 [50]. Il s'agissait essentiellement de tester les excès relativement localisés annoncés précédemment par AGASA et Sugar, et de placer une limite supérieure sur le flux en provenance directe du centre galactique aux alentours de l'EeV. Les événements T5 d'avant juin 2005, avec $\theta \leq 60°$ ont été utilisés. La carte de couverture a été calculée par scrambling, de la même façon que décrit dans les « prescriptions » proposées en 2003 [51] ; nous avons aussi fait l'analyse en utilisant les autres méthodes d'estimation de la couverture, mais étant donné que l'on recherche des excès localisés sur la sphère céleste, on est largement dominé par le bruit poissonnien et la manière de calculer la couverture n'est donc pas du tout critique ici : comme montré au chapitre précédent, l'incertitude systématique due à l'estimation de la couverture est de $1\%$. On a obtenu les résultats négatifs suivants :

- **Excès « Agasa ».** Dans le disque de rayon 20°, centré dans la direction $(\alpha, \delta) = (280°, -17°)$, AGASA avait obtenu un excès d'amplitude $\simeq 22\%$ dans la bande d'énergie $1 \leq E \leq 2.5$ EeV. Dans cette même direction et bande d'énergie, 1155 événements ont été obtenus par Auger pour $1161 \pm 12(\text{syst.}) \pm$

## Un lien entre les excès à l'EeV et le centre galactique en $\gamma$ ?

Un certain nombre de développements phénoménologiques ([48],[49]) ont été effectués afin de relier les sources galactiques à l'EeV suggérées par les résultats d'AGASA, Sugar et Fly's Eye aux émissions $\gamma$ à plus basse énergie, en particulier la source au TeV du centre galactique, dont le spectre a été précisément mesuré par HESS, ou la source EGRET qui en est proche (3 EG J1746-2851). Il s'agit donc de modèles hadroniques pour ces sources, par opposition aux modèles simplement électromagnétiques. Les détails des modèles diffèrent suivant les auteurs, mais nous pouvons résumer un « scénario » plausible ainsi :

- Des protons (ou des noyaux plus lourds) sont accélérés dans un objet de la région du centre galactique (pas forcément Sgr A*), jusqu'à quelques EeV, avec un spectre en loi de puissance $\sim E^{-\alpha}$, typiquement $\alpha \sim 2.2$.
- Au voisinage immédiat de la source, ces particules interagissent avec les noyaux du milieu interstellaire (ISM), très dense dans cette région : $pp \longrightarrow pp + \pi^0$, $pp \longrightarrow pn + \pi^+$ ; il s'agit de diffusion inélastique proton - proton, dont la section efficace est $\sigma \simeq 3 \times 10^{-26}$ cm$^{-2}$ dans cette gamme d'énergie, et donc le taux d'interactions est simplement gouverné par la densité de l'ISM notée $n_H$. Dans le cas où les particules accélérées sont des noyaux, il peut y avoir photodissociation (voir chapitre suivant) sur le fond infrarouge, très important dans cette région à cause de la densité d'objets massifs, ce qui génère des neutrons.
- Les photons issus de la désintégration des $\pi^0$ forment une source quasi-ponctuelle de $\gamma$ à haute énergie. L'indice spectral de cette source doit être similaire à celui des protons accélérés.
- Les neutrons générés par les interactions se propagent en ligne droite. Ils ont le bon goût, à ces énergies de l'EeV, d'avoir une distance de désintégration de l'ordre de la distance du centre galactique à la Terre. Une source ponctuelle d'UHECRs à l'EeV peut donc apparaître.
- La désintégration des $\pi^+$ engendre des neutrinos dans la bande d'énergie du TeV - PeV, que l'on peut donc aussi observer sous la forme d'une source ponctuelle.
- Les protons émis à la source, ou issus de la désintégration en route des neutrons, peuvent générer une anisotropie à grande échelle sur Terre à l'EeV après avoir diffusé dans les champs magnétiques galactiques.

En se basant sur le flux observé par EGRET ou par HESS, on peut prédire les flux associés aux autres composantes. Le flux de neutrinos prédit serait détectable avec un détecteur de la taille du $\mathrm{km}^3$. L'amplitude des anisotropies à grande échelle, ou des sources étendues d'UHECRs, est elle difficile à prédire car elle dépend des modèles de champs magnétiques galactiques. Une anisotropie d'amplitude semblable à celle mesurée par AGASA est néanmoins plausible. Le flux de la source ponctuelle de neutrons peut par contre être calculé. En se basant sur le flux de HESS et en supposant $\alpha = 2.2$, le flux de neutrons issus de la désintégration de protons vaut [49] :

$$F_1(E_n = 1\mathrm{EeV}) \simeq 5 \times 10^{-28} \left( \frac{n_H}{10^3\,\mathrm{cm}^{-3}} \right) \mathrm{GeV}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$$

De même, le flux issu de la spallation de l'hélium vaut :

$$F_2(E_n = 1\mathrm{EeV}) \simeq 10^{-27} \left( \frac{f}{0.1} \right) \left( \frac{T}{40K} \right)^3 \mathrm{GeV}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$$

Ici, $f$ est la fraction d'hélium dans le spectre d'injection de la source et $T$ la température du fond infrarouge au voisinage de la source.
Ces flux sont suffisamment substantiels pour pouvoir être éventuellement détectés par Auger.

$35(\mathrm{stat.})$ attendus d'après la carte de couverture. L'excès d'AGASA dans cette région précise n'est donc pas confirmé.

– **Excès « Sugar ».** Cet excès avait été obtenu dans la bande d'énergie $0.8 \leq E \leq 3.2$ EeV, dans le disque de rayon $5°$ centré en $(\alpha, \delta) = (274°, -22°)$. Il s'agissait d'un excès de pratiquement 100%. Dans ces mêmes conditions, les données de première année d'Auger fournissent 144 événements observés pour $151 \pm 2(\mathrm{syst.}) \pm 12(\mathrm{stat.})$ attendus. Là encore, avec une statistique décuplée, l'excès précédent n'est pas confirmé.
– **Source ponctuelle vers le centre galactique.** Dans la bande d'énergie $0.8 \leq E \leq 3.2$ EeV, en considérant une fenêtre gaussienne de largeur $1.5°$ correspondant à la résolution angulaire du détecteur, on observe 24.3 événements pour $23.9 \pm 0.2(\mathrm{syst.}) \pm 5(\mathrm{stat.})$ attendus. Le nombre « d'événements » obtenus est non-entier à cause du filtre gaussien.

♠ *Comme nous l'avons dit, les erreurs systématiques sont toujours inférieures aux erreurs statistiques pour les cibles considérées ici. Le choix de la méthode d'estimation de la couverture du ciel n'est donc pas critique pour cette analyse.*

Ainsi, malgré une sensibilité complètement inégalée dans la direction du centre galactique, **d'une part nous sommes incapables de confirmer les résultats d'AGASA et de Sugar associés au centre galactique, et d'autre part nous ne pouvons observer de source de neutrons en provenance directe du GC.**

L'absence d'excès dans la direction du GC peut être quantifiée sous la forme d'une limite supérieure sur le flux d'une éventuelle source dans cette direction. Le nombre d'événements attendus étant $n_{\mathrm{exp}} = 23.9$, la loi de Poisson permet de calculer le nombre $n_s^{95}$ tel que la probabilité d'observer moins de $(n_{\mathrm{exp}} + n_s^{95})$ événements soit de 95%. On trouve $n_s^{95} = 6.3$, qui est ainsi une limite supérieure à 95% sur le nombre d'événements provenant de la source ponctuelle. Connaissant le flux $\Phi_{CR}$ par unité d'angle solide du fond diffus de rayons cosmiques, le flux associé dans la fenêtre gaussienne de largeur $\sigma = 1.5°$ est $4\pi\sigma^2\Phi_{CR}$. On peut alors en déduire par une règle de trois le flux $\Phi_s$ de la source ponctuelle :

$$\Phi_s = 4\pi\sigma^2\,\Phi_{CR} \times \left(\frac{n_s}{n_{\mathrm{exp}}}\right)$$

Cette relation est basée sur le lien de proportionnalité qui doit être le même entre $\Phi_{CR}$ et $n_{\mathrm{exp}}$ d'une part, et $\Phi_s$ et $n_s$ d'autre part, et qui est fixé par l'acceptance du détecteur. En fait, la source ponctuelle recherchée est a priori une source de nucléons (les neutrons), alors que le fond diffus contient probablement une fraction de noyaux plus lourds. Dans cette bande d'énergie les simulations de détecteur et de gerbes ont montré que l'acceptance dépend de la nature du primaire. La relation entre le flux et le nombre d'événements observés est donc peut-être différente pour le fond de rayons cosmiques et pour la source. On introduit pour paramétrer ces incertitudes un facteur $\epsilon$ dans l'estimation du flux de la source, avec $\epsilon \sim 1$.

♠ *La probabilité de détecter une gerbe à basse énergie augmentant lorsque la densité de muons au sol augmente, l'acceptance du SD est plus élevée pour des noyaux de fer que pour des protons. Dans l'hypothèse où le fond diffus des rayons cosmiques à ces énergies est intégralement constitué de noyaux lourds, le facteur $\epsilon$ représente l'acceptance relative pour une gerbe de fer par rapport à un proton, et il est donc plutôt supérieur à l'unité. Les simulations montrent que l'ordre de grandeur est $\epsilon \sim 1.5$ sous cette hypothèse « fer / proton » [21].*

Par ailleurs on modélise le flux du fond diffus par :

$$\Phi_{CR} = 1.5\,\xi\,(E/\mathrm{EeV})^{-3} \times 10^{-12}\ \mathrm{EeV}^{-1}\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}$$

$\xi$ est un facteur de normalisation du spectre, qui permet de prendre en compte les incertitudes encore fortes liées à l'échelle d'énergie utilisée (voir chapitre 1) ; on a $\xi \sim 1$ pour l'échelle d'Auger CIC - FD. Au final, on obtient donc une limite sur le flux en provenance d'une source ponctuelle associée au centre galactique :

$$\Phi_s^{95} = 2.5\,\epsilon\,\xi \times 10^{-15}\ \mathrm{m}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$$

Cela correspond à un flux de $\sim 2.5 \times 10^{-28}\,\mathrm{GeV}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ et permet donc de contraindre les modèles qui ont été présentés dans l'encadré ci-dessus. Les premières données d'Auger défavorisent donc fortement les modèles de type hadroniques avec un spectre allant jusqu'à $10^{18}$ eV pour expliquer le flux de photons au TeV en provenance du centre galactique.

L'analyse de l'ensemble des deux années de prise de données d'Auger confirme les trois points qui ont été mentionnés. Même en décalant les domaines d'énergie utilisés, aucun excès n'apparaît. Par exemple, la Fig. 3.12 montre la densité des rayons cosmiques à $E \geq 1$ EeV au voisinage du centre galactique, et ne révèle aucune structure statistiquement significative.

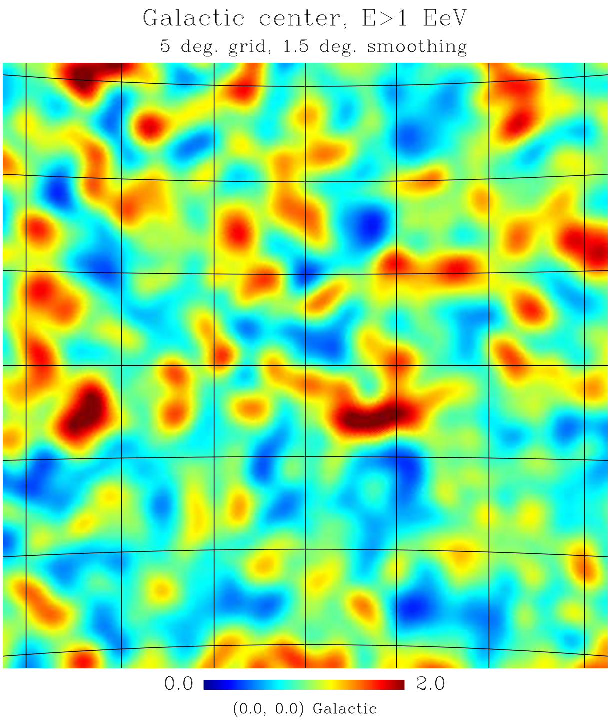



**FIG. 3.12 :** *Carte d'excès lissée à $1.5°$ des événements Auger de l'ensemble des deux premières années d'acquisition, pour $\theta \leq 60°$ et $E \geq 1$ EeV. La carte, en projection gnomique, est centrée sur le centre galactique et fait environ $30°$ de côté.*

Nous pouvons commenter ainsi les résultats obtenus :

1. L'excès « Sugar », comme ses auteurs l'indiquent, n'a jamais été vraiment significatif et ne portait que sur une dizaine d'événements. Il peut donc probablement être oublié.
2. L'excès « AGASA », en tant qu'excès dans une région proche du centre galactique, qui est un domaine où l'acceptance d'AGASA était mauvaise, peut aussi probablement être oublié. Par contre, les résultats décrits ci-dessus ne concernent **pas** une éventuelle modulation à grande échelle, qui est essentiellement ce qu'AGASA a observé comme nous l'avons montré. Il faut donc rester très prudent à ce sujet.
3. Aucune source ponctuelle en provenance du centre galactique n'est visible pour l'instant, mais rien ne dit que ce sera toujours le cas avec 10 ans de prise de données ! La limite présentée ci-dessus pourra en particulier être largement améliorée.

#### 3.4.1.2 Modulations à grande échelle

Nous menons ici l'étude d'éventuelles anisotropies à grande échelle avec les données de basse, voire très basse énergie du détecteur de surface. Il s'agit de loin de l'analyse la plus délicate pour les anisotropies, pour les raisons suivantes que nous avons déjà mentionnées : d'une part, la reconstruction des événements à basse énergie est forcément de qualité moyenne puisqu'en général seules trois cuves sont impliquées dans ces événements. D'autre part, la détermination de la couverture au pourcent près est chose délicate essentiellement à cause des divers effets de seuil qui compliquent l'acceptance.

Afin d'être le moins contaminé possible par des systématiques incontrôlées, nous considérons maintenant, sauf mention explicite du contraire, le lot d'événements de référence construit au chapitre précédent (événements 3ToT de 2005 avec cuves de numéros inférieurs à 600, et « mauvais jours » éliminés). La comparaison des différentes méthodes d'évaluation de la couverture du ciel nous amène à utiliser les couvertures suivantes pour ce lot d'événements :

- À titre de référence, la couverture invariante en ascension droite, calculée en supposant l'acceptance constante au cours du temps, et notée $W_0$.
- La couverture calculée à partir du modèle d'acceptance construit au cours du chapitre précédent. Pour ce lot d'événements de référence, nous avons a priori confiance dans ce modèle car il a été montré qu'il permet très correctement de décrire l'évolution temporelle du taux d'événements, à l'échelle d'une année comme à l'échelle d'une journée. On note $W_m$ cette couverture. On a vu en particulier qu'un modèle d'acceptance de type « FAM » donne une couverture très semblable.
- La couverture $W_e$ calculée en conservant intégralement la distribution en temps sidéral des événements. Avec une telle couverture, on est sûr de prendre en compte toutes les systématiques sur l'évolution temporelle de l'acceptance mais en même temps on est certain d'absorber en grande partie une éventuelle anisotropie à grande échelle.

La Fig. 2.27 montre la différence entre $W_m$ et $W_0$, et la Fig. 2.28 montre la différence entre $W_e$ et $W_0$. On a déjà remarqué que $W_m$ et $W_e$ ne coïncident pas, et nous allons en voir les conséquences.

### Modulation en ascension droite pour l'ensemble des événements

On considère ici l'ensemble des événements du lot de référence, sans coupure en énergie. Cela revient donc à considérer des événements de très basse énergie, typiquement de l'ordre de $5 \times 10^{17}$ eV (échelle d'énergie du FD).

♠ *Nous faisons ici une analyse des ascensions droites des événements, c'est-à-dire une analyse de Rayleigh (voir la première section de ce chapitre), mais en prenant en compte les non-uniformités de la distribution en ascension droite attendues d'après les cartes de couverture.*

La Fig. 3.13 (gauche) montre la distribution de la densité des événements en fonction de l'ascension droite. On observe une modulation d'amplitude 2.8%, significative à $7\sigma$. La distribution en ascension droite attendue en utilisant la couverture $W_0$ est représentée par une ligne continue, et elle est obtenue en intégrant cette couverture pour chaque bin d'ascension droite ; est bien sûr plate. Le rapport de la distribution observée par la distribution attendue d'après la couverture est représenté à la Fig. 3.13 (droite), et est ajusté par une simple fonction sinusoïdale. La Fig. 3.14 compare la distribution en ascension droite observée avec celles prédites par les couvertures $W_m$ et $W_e$. Le résultat est très intéressant :

- Dans l'hypothèse isotrope, la couverture $W_m$ prédit bien une modulation en ascension droite, mais la modulation en ascension droite de la distribution des événements observés est différente de celle prédite. Ainsi, **même après correction des effets d'acceptance par les modèles les plus élaborés à notre disposition, il reste une modulation en ascension droite du taux d'événements, d'amplitude 2.1%, significative à $5\sigma$.** En utilisant la couverture « FAM », on obtient pratiquement le même résultat, avec une modulation d'amplitude 2.3%.
- La modulation prédite par la couverture $W_e$ correspond raisonnablement à celle observée, si bien qu'en utilisant $W_e$ la modulation résiduelle du taux d'événements n'est plus significative.

Quelle couverture est la bonne ? La question reste ouverte à l'heure où ces lignes sont écrites. On peut formuler deux hypothèses :

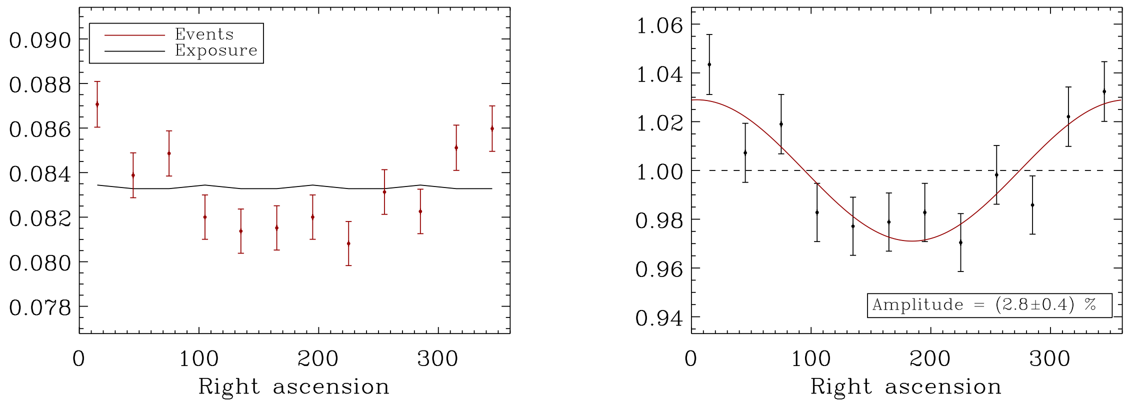



**FIG. 3.13 :** *Gauche : modulation en ascension droite du taux d'événements pour l'ensemble des événements du lot de référence (points avec barres d'erreur poissonniennes), et modulation prédite par la couverture $W_0$ (ligne continue) ; celle-ci n'est pas parfaitement plate à cause d'effets de pixellisation. Droite : ajustement du rapport entre la modulation du taux d'événements et celle de la couverture par une sinusoïde.*

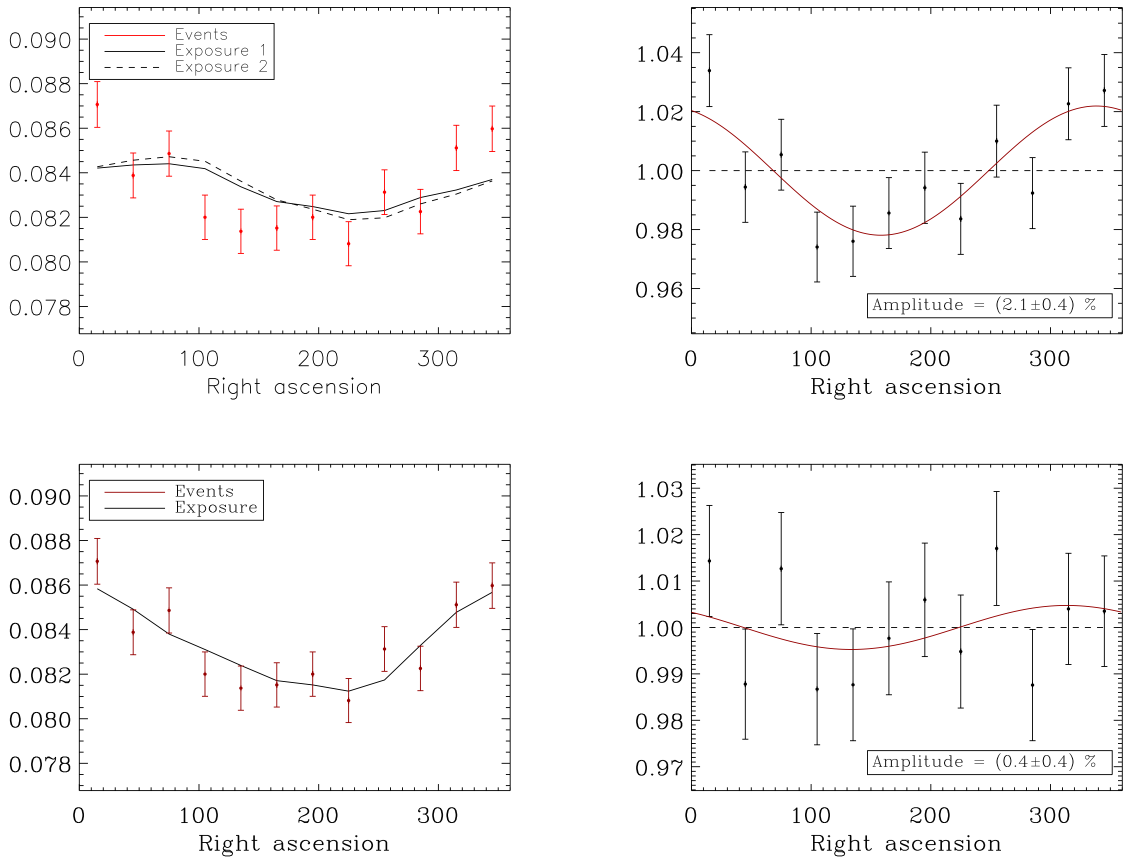



**FIG. 3.14 :** *Figures construites sur le même principe que la Fig. 3.13 : à gauche, distributions des événements, observée et prédite par la carte de couverture ; à droite, le rapport de ces deux distributions est ajusté par une sinusoïde. Haut : utilisation de la couverture $W_m$. Bas : utilisation de la couverture $W_e$. En haut à gauche, la ligne pointillées indique la distribution prédite en utilisant la couverture « FAM ».*

1. Le modèle d'acceptance utilisé pour calculer $W_m$ est incorrect, ce qui fait qu'il n'absorbe qu'en partie la modulation en ascension droite du taux d'événements qui serait alors totalement due à des systématiques. Cela reste complètement possible car les événements considérés ici sont à très basse énergie, largement en-dessous de la zone d'énergie « nominale » pour Auger.
2. Le modèle d'acceptance utilisé pour calculer $W_m$ (qui a été testé) est correct, et il y a effectivement une anisotropie à grande échelle sur le ciel. Cette anisotropie est alors complètement absorbée par $W_e$, ce qui explique les résultats obtenus.

On peut aussi voir ces effets en calculant le spectre de puissance angulaire des événements avec les diverses couvertures considérées. Le résultat, représenté à la Fig. 3.15, peut être interprété de la même façon que précédemment : le large dipôle obtenu en supposant l'acceptance constante est atténué, mais pas éliminé, avec les modèles d'acceptance les plus élaborés sur le marché. Ce dipôle est par contre complètement éliminé avec la couverture $W_e$.

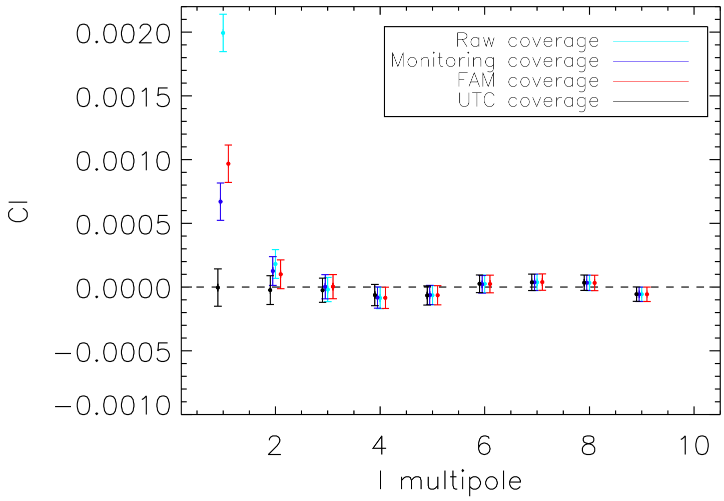



**FIG. 3.15 :** *Spectre de puissance angulaire des événements du lot de référence, calculé avec diverses couvertures. Le dipôle le plus élevé correspond à $W_0$. Les deux dipôles « intermédiaires » sont calculés avec $W_m$ et la couverture « FAM ». Le spectre en noir est calculé avec $W_e$.*

### Tests de cette modulation à très basse énergie

Nous avons ainsi montré qu'à l'heure actuelle rien ne permet d'exclure l'existence d'une anisotropie à grande échelle de l'ordre de 2% à des énergies inférieures à l'EeV. Cette structure doit être testée avec des lots d'événements indépendants. Ne disposant pas pour l'instant d'un autre lot de données « nettoyé » semblable à celui utilisé jusqu'alors, nous utilisons maintenant l'ensemble des événements 3ToT sur la période 2004-2005, sans coupure sur le numéro de cuve. Cela permet de doubler la statistique disponible, au prix de l'augmentation de systématiques incontrôlées. L'inhomogénéité du taux de ToT sur le réseau nous conduit à utiliser préférentiellement la couverture « FAM », $W_{\mathrm{FAM}}$, qui prend en compte directement l'évolution séculière du taux d'événements observé (voir chapitre précédent). On utilise aussi la couverture $W_e$ pour comparaison.

La Fig. 3.16 montre les modulations en ascension droite obtenues. Les tendances sont identiques à la Fig. 3.14. Il est très encourageant de remarquer qu'avec deux fois plus de statistique, la modulation obtenue avec $W_m$ pour le lot de données de référence reste la même : même amplitude de 2%, et même phase.

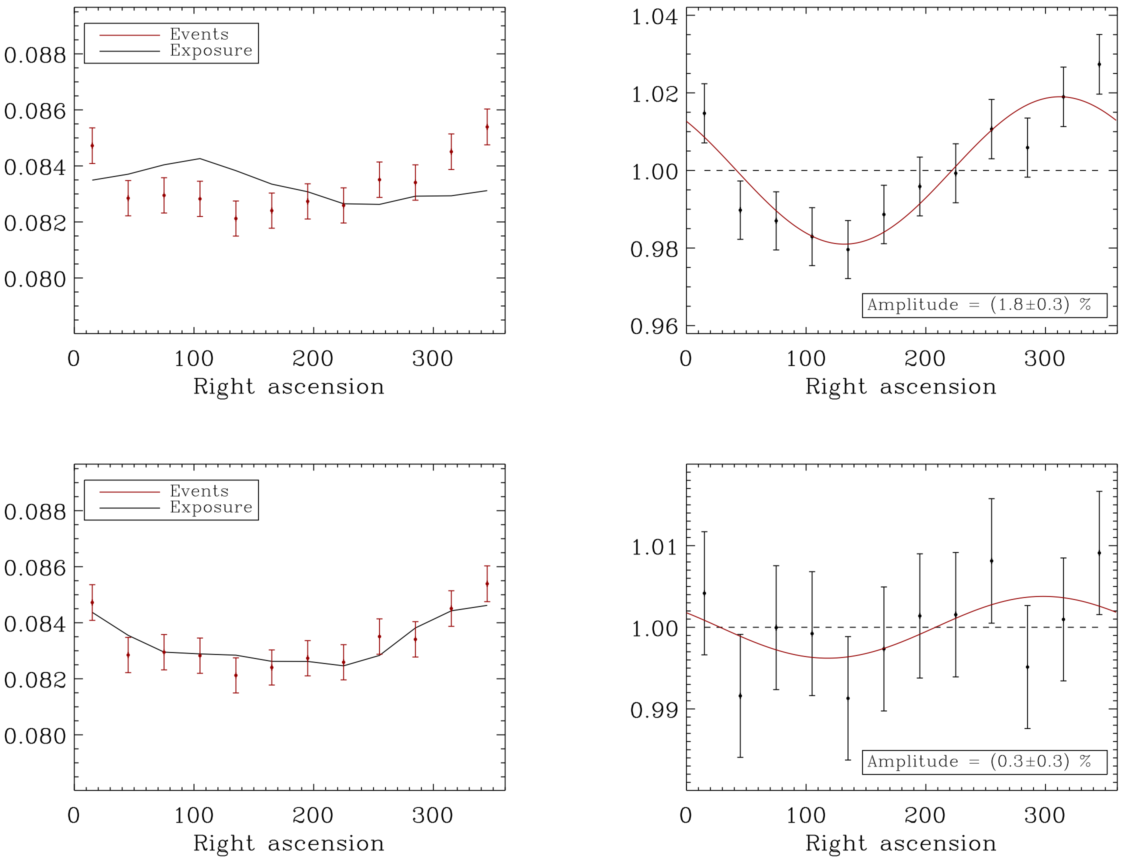



**FIG. 3.16 :** *Même courbes qu'en Fig. 3.14, pour l'ensemble des données de 2004-2005. Haut : couverture « FAM ». Bas : couverture $W_e$.*

Pour pouvoir confirmer cette modulation à grande échelle, il faudra utiliser les données de l'année 2006, et s'assurer qu'aucune systématique encore inconnue ne pollue les données de très basse énergie.

♠ *Il sera peut-être difficile d'établir de façon certaine si cet excès est une vraie anisotropie ou une systématique. La statistique n'est en effet pas vraiment un problème ici. Cette situation évoque la modulation de l'expérience DAMA : le taux d'événements de cette expérience de recherche directe de matière noire du halo galactique présente une modulation annuelle très significative, qui a été interprétée comme un signal de WIMPs mais pour laquelle il semble difficile d'exclure le fait qu'il s'agisse d'un effet systématique.*

La Fig. 3.17 cartographie les excès obtenus. La représentation en coordonnées galactique de la carte d'excès par rapport à la couverture $W_m$ montre en particulier que la modulation à grande échelle constatée pourrait être interprétée, s'il s'agissait réellement d'une anisotropie sur le ciel, comme un excès en provenance de l'hémisphère sud galactique.

#### Données à $E \geq 1$ EeV

On se restreint maintenant aux événements dont l'énergie reconstruite (échelle FD) est supérieure à $10^{18}$ eV. On reste ainsi largement dans le domaine des « basses » énergies. On recalcule pour ces événements les couvertures $W_0$, $W_m$ et $W_e$. La modulation en ascension droite des événements est comparée avec celle prédite par la couverture $W_m$ sur la Fig. 3.18. On observe alors que $W_m$ permet d'absorber complètement la modulation observée. Ainsi, **pour les événements d'énergie supérieure à 1 EeV, la distribution sur le ciel à**

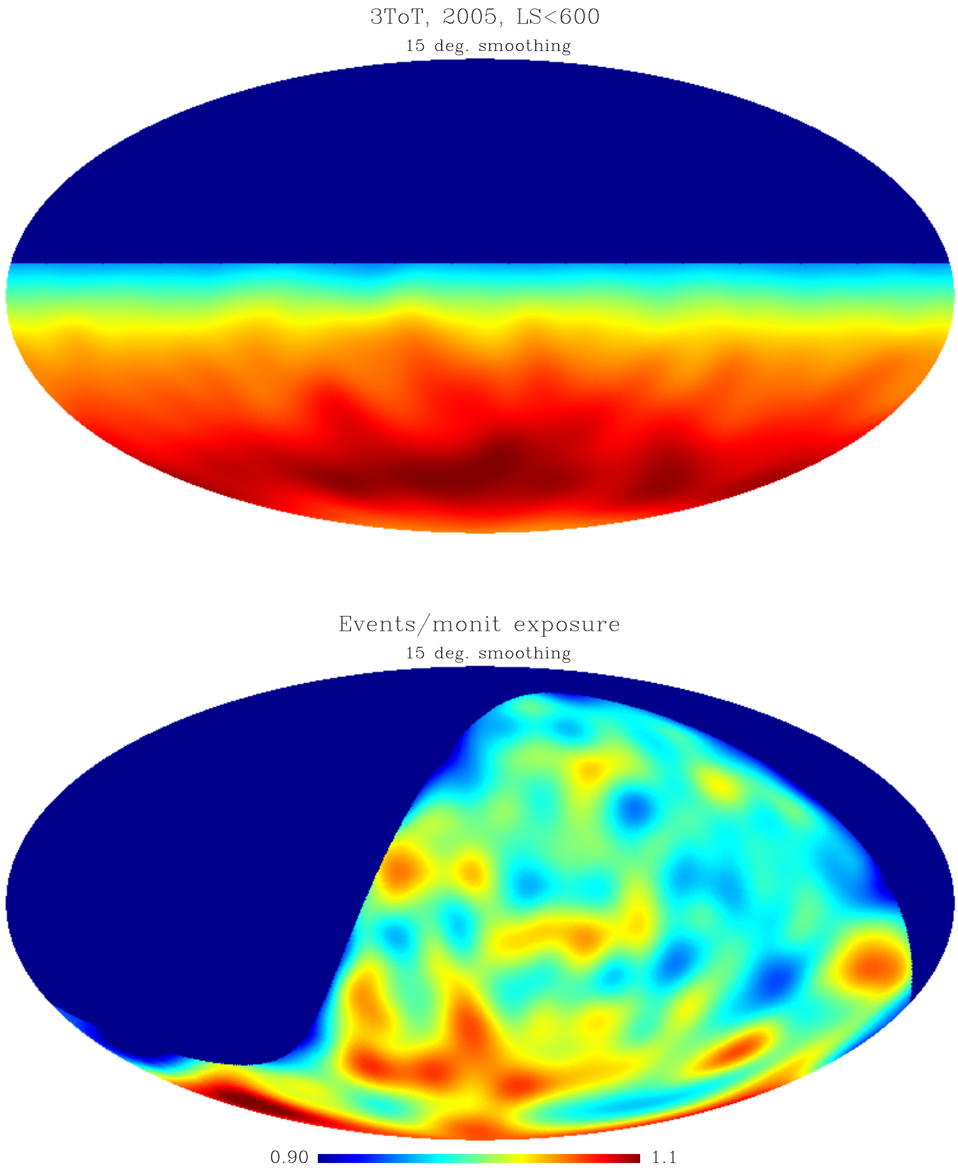



**FIG. 3.17 :** *Cartes lissées à $15°$ de l'ensemble des événements du lot de référence. Haut : carte des événements en coordonnées équatoriale. Bas : carte d'excès par rapport à la couverture $W_m$, en coordonnées galactiques.*

**grande échelle est compatible avec l'isotropie.** On observe une modulation en ascension droite, mais avec la statistique actuelle, celle-ci est complètement expliquée par des effets systématiques d'acceptance.

### Analyse de Rayleigh « à la AGASA »

Pour terminer cette étude, nous présentons une analyse de Rayleigh simple en ascension droite des événements du lot de référence, similaire à l'étude d'AGASA (voir sections précédentes). L'amplitude de Rayleigh et sa probabilité sont calculées pour les événements d'énergie $E \geq E_0$, en faisant varier le seuil $E_0$ (Fig. 3.19).

Les courbes obtenues semblent bien différentes de celles d'AGASA. Nous observons en effet une modulation en ascension droite significative, d'amplitude 3%, pour $E \leq 0.5$ EeV seulement. Cela appelle quelques commentaires :

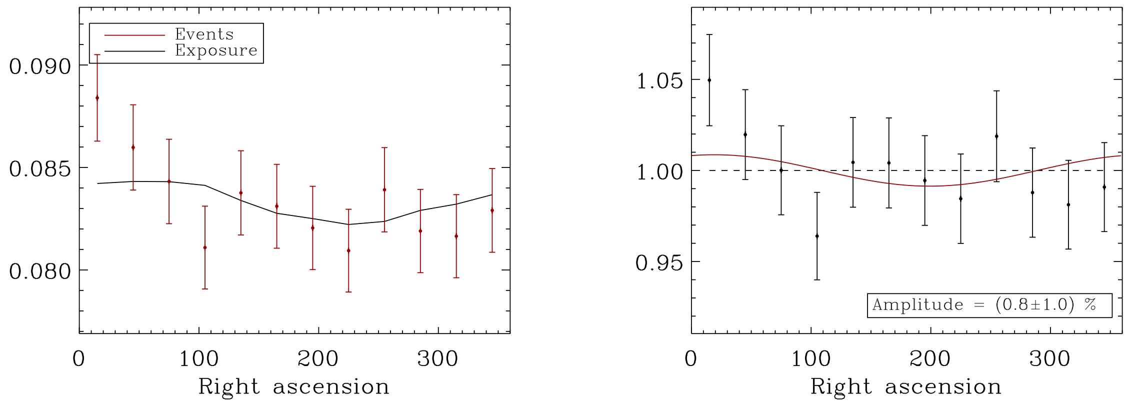



**FIG. 3.18 :** *Modulation en ascension droite des événements à $E \geq 1$ EeV. Même description que les Fig. 3.13 et 3.14. La couverture utilisée ici est $W_m$.*

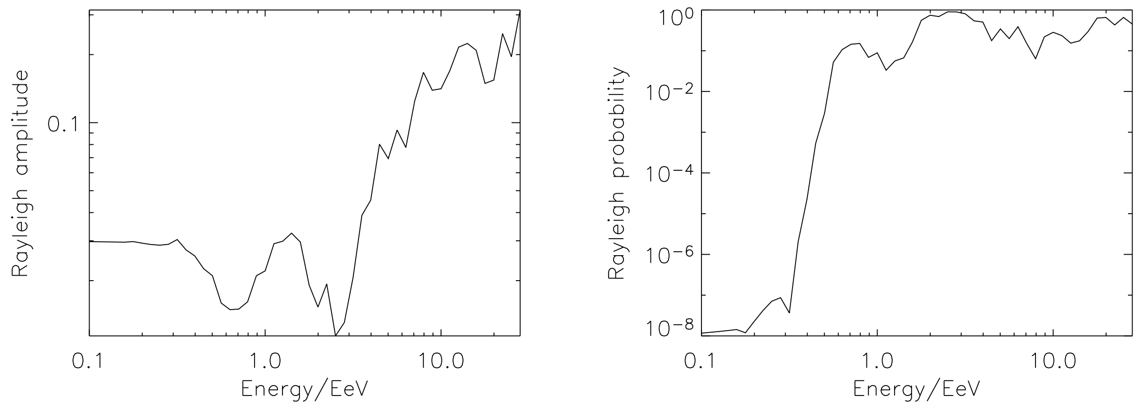



**FIG. 3.19 :** *Amplitude de Rayleigh $r$ en ascension droite (gauche), et probabilité $P = \exp(-Nr^2/4)$ associée (droite), en fonction du seuil en énergie (échelle FD) pour les événements du lot de référence. On peut comparer ces courbes à la Fig. 3.9.*

- AGASA a observé une modulation d'amplitude 4% à $E \sim 1.5$ EeV. On ne peut faire coïncider les modulations vues par Auger et AGASA qu'en admettant que l'échelle d'énergie d'AGASA est supérieure à celle d'Auger-FD d'un facteur largement supérieur à 100%, ce qui est tout de même un peu porté sur le fruit.
- Du coup, l'origine du pic de significativité à l'EeV vu par AGASA reste très mystérieuse. Nous ne voyons pas à l'heure actuelle d'explication claire de cet effet.

### 3.4.2 Anisotropies à haute énergie

On étudie maintenant les directions d'arrivée des UHECRs aux hautes énergies. Étant limité par la statistique et non par la stabilité du détecteur, on considère l'ensemble des événements de la période 2004-2005, avec les coupures respectives *choisies a priori* $E \geq 10$ et $E \geq 30$ EeV (échelle d'énergie FD). En particulier, à cause du décalage des échelles d'énergies, les données Auger à $E \geq 30$ EeV peuvent raisonnablement être comparées aux résultats d'AGASA à $E \geq 40$ EeV. L'acceptance étant saturée à ces énergies, on utilise la couverture analytique « classique » (formule analytique donnée au chapitre précédent). La statistique est faible à ces énergies : avec l'échelle d'énergie CIC-FD utilisée, et pour les deux premières années de prise de données, il y a seulement 620 événements à $E \geq 10$ EeV et pratiquement 10 fois moins à $E \geq 30$ EeV.

#### 3.4.2.1 Structures à grandes échelles

- **Spectre de puissance angulaire.** La Fig. 3.20 montre les $C_\ell$ calculés pour les données haute énergie. Il n'apparaît ainsi aucun excès à grande échelle.
- **Plan galactique.** On peut rechercher spécifiquement un excès dans la direction du plan galactique pour les événements de plus haute énergie. La Fig. 3.21 montre les distributions observées. Aucun excès n'apparaît là encore.

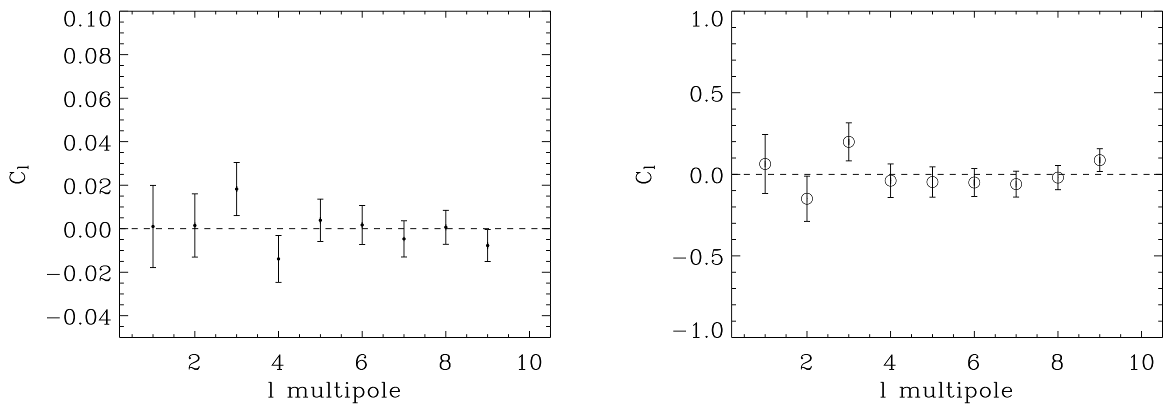



**FIG. 3.20 :** *Spectre de puissance angulaire pour les deux premières années de données d'Auger. Gauche : $E \geq 10$ EeV. Droite : $E \geq 30$ EeV (échelle d'énergie FD).*

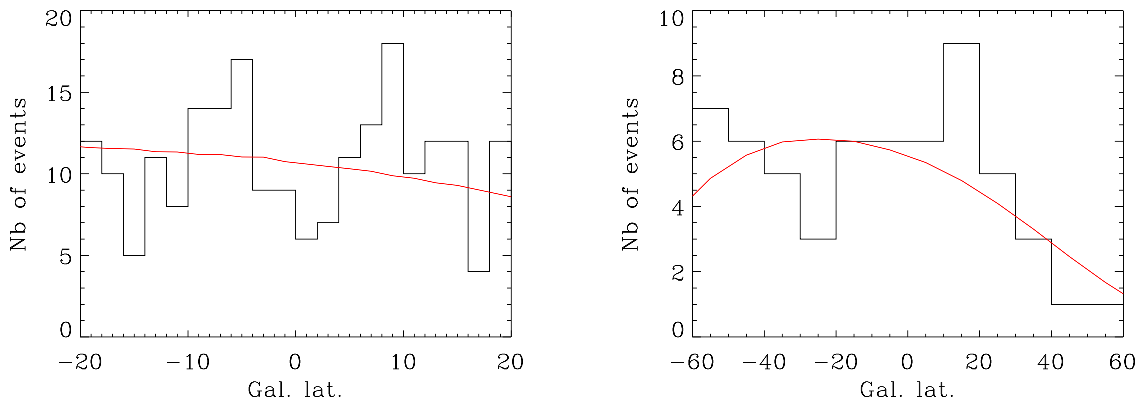



**FIG. 3.21 :** *Distribution en latitude galactique des événements de haute énergie. Histogramme : distribution observée ; ligne : distribution attendue, calculée d'après la couverture. Gauche : $E \geq 10$ EeV. Droite : $E \geq 30$ EeV.*

Ces résultats négatifs sur la recherche d'anisotropies étendues aux énergies supérieures à $10^{19}$ eV, obtenus pour la première fois dans l'hémisphère sud (avec le centre galactique dans le champ de vue) confirment ceux obtenus dans l'hémisphère Nord par AGASA et HiRes. À grande échelle, la distribution sur le ciel des UHECRs semble isotrope sur l'ensemble du ciel. Cela suggère fortement une origine extragalactique des événements observés.

#### 3.4.2.2 Sources ponctuelles

La recherche de sources ponctuelles dans ce domaine d'énergie nécessite beaucoup de statistique. Les deux seules premières années de données d'Auger sont encore insuffisantes pour apporter des contraintes fortes sur ces sources, mais elles permettent déjà de tester les annonces précédentes.

**Autocorrélation**

La fonction d'autocorrélation est un outil simple pour tester si des « amas » d'événements sont présents en quantité significative à petite échelle.

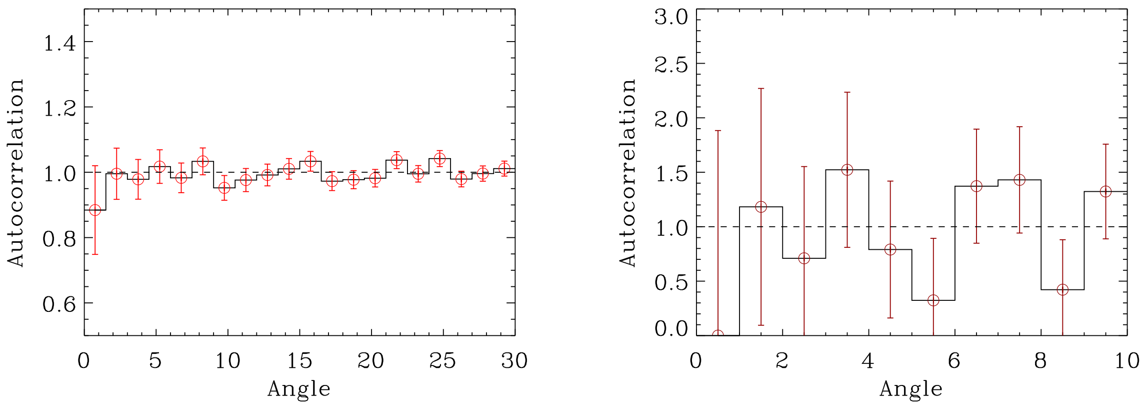



**FIG. 3.22 :** *Fonctions d'autocorrélation angulaire, normalisées par la couverture du ciel, pour les données des deux premières années d'Auger. Gauche : $E \geq 10$ EeV, droite : $E \geq 30$ EeV.*

La Fig. 3.22 représente l'autocorrélation des événements de haute énergie avec les deux premières années. Il n'apparaît aucune autocorrélation significative aux petits angles, en particulier pour $E \geq 30$ EeV. Nous ne sommes donc pas en mesure de confirmer le signal de clustering d'AGASA pour l'instant.

**Corrélation avec les Bl Lacs**

Nous avons testé la corrélation avec les Bl Lacs du catalogue de Veron-Cetty qui ont servi à obtenir la corrélation avec les données HiRes à $E \geq 10$ EeV. Pour cela, nous avons encore une fois appliqué la méthode de la collaboration HiRes [44], qui est basée sur le même principe que la construction des cartes de maximum de vraissemblance. Au lieu de considérer chaque direction $\vec{n}$ et de calculer la fonction $\mathrm{MLR}(\vec{n})$ pour construire une carte, l'idée est de calculer la fonction $\mathrm{MLR}(\vec{n}_i)$, où les $\vec{n}_i$ représentent l'ensemble des directions des Bl Lacs considérés. On considère donc N événements et on suppose que $n_s$ d'entre eux proviennent d'un Bl Lac. La distribution de probabilité sur le ciel de ces événements peut donc s'écrire, comme on l'a fait à la section précédente :

$$P_i(\vec{n}) = \frac{n_s}{N} Q_i(\vec{n}) + \frac{N - n_s}{N} W(\vec{n})$$

$W(\vec{n})$ est la couverture du ciel et $Q_i(\vec{n})$ est la distribution de probabilité sur le ciel des rayons cosmiques *qui proviennent des Bl Lacs*. En notant $\vec{n}_j$ les directions exactes de ces objets et $K_i$ la résolution angulaire associée à l'événement $i$, cette fonction vaut donc :

$$Q_i(\vec{n}) = \frac{\sum_j W(\vec{n}_j) K_i(\vec{n}, \vec{n}_j)}{\sum_j W(\vec{n}_j)}$$

La fonction de vraissemblance se calcule alors, comme précédemment, en faisant le produit des probabilités $P_i(\vec{n}_i)$, et la fonction $\mathrm{MLR}(\vec{n}_i)$ est obtenue en maximisant cette fonction de vraissemblance par rapport au nombre $n_s$ d'événements associés aux sources.

On simule alors un grand nombre de distributions d'événements selon la couverture du ciel d'Auger, et on compare ainsi le $\mathrm{MLR}(\vec{n}_i)$ avec les valeurs obtenues par Monte-Carlo. La Fig. 3.23 compare directement les directions d'arrivée des événements Auger à 10 EeV avec celles des Bl Lacs, et montre la distribution des MLR obtenus par Monte-Carlo. On observe ainsi que le MLR des vrais événements est anormalement bas : la probabilité d'avoir un MLR plus élevé que celui obtenu est, d'après le Monte-Carlo, de 0.97.

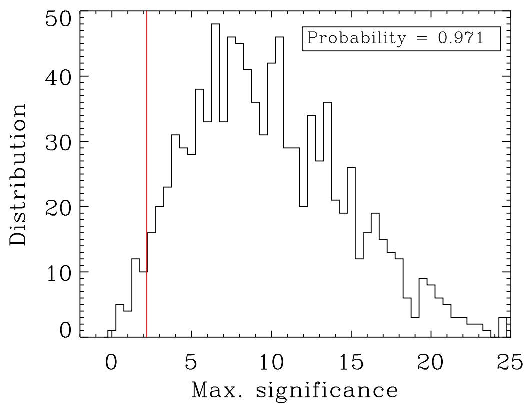



**FIG. 3.23 :** *Distribution des significativités maximales obtenues par Monte-Carlo (le logarithme de la fonction MLR décrite dans le texte). La ligne verticale rouge indique la significativité maximale obtenue avec les données d'Auger.*

Ainsi, non seulement nous ne pouvons confirmer la corrélation avec les Bl Lacs obtenue à 10 EeV, mais nous trouvons plutôt même une anticorrélation (néanmoins pas significative) ! Il faut noter que le recouvrement de la couverture du ciel d'Auger avec les Bl Lacs du catalogue considéré est plus faible que pour la couverture de HiRes, situé dans l'hémisphère nord, comme le montre la carte de la Fig. 3.23. On ne peut donc probablement pas encore réfuter complètement cette corrélation, dont nous avons montré qu'elle est extrêmement controversée, avec les données d'Auger Sud seul.

#### Corrélations avec d'autres sources remarquables

Les Fig. 3.24 et 3.25 montrent la distribution des directions d'arrivée des UHECRs au-dessus de 10 et 30 EeV, ainsi que quelques sources potentielles de ces particules. Nous avons ainsi représenté le « triplet » AGASA, hors du champ de vue d'Auger, les sources au TeV de HESS et d'autres observatoires, et un petit nombre d'amas de galaxies proches ainsi que Cen A, la galaxie active la plus proche de la voie lactée. Le dernier chapitre de cette thèse justifiera le fait que les sources au TeV apparaissent comme des candidats privilégiés de sources d'UHECRs.

**FIG. 3.24 :** *Distribution sur le ciel des directions d'arrivée des UHECRs au-dessus de 10 EeV. Rouge : sources au TeV (compilation des données de HESS et « pré-HESS »). Bleu : amas de galaxies choisis. On a rajouté le centre galactique, le triplet AGASA et Cen A.*

**FIG. 3.25 :** *Même figure que Fig. 3.24, pour les événements à $E \geq 30$ EeV.*

Aucun excès évident n'apparaît en direction de l'une de ces sources, ou dans d'autres directions. On peut ainsi dire qu'avec ces deux premières années de données d'Auger Sud, aucun excès statistiquement intéressant n'est apparu aux plus hautes énergies.

Nous nous sommes ici limités à l'analyse des données pour $E \geq 10$ et $E \geq 30$ EeV, autrement dit nous n'avons pas intégralement « scanné » sur l'ensemble des seuils en énergie. La difficulté est qu'en appliquant une telle procédure, il devient alors malaisé d'associer une significativité à un éventuel excès. En conclusion, il semble qu'à l'heure actuelle la meilleure chose à faire est d'attendre que la statistique tombe du ciel pour espérer voir un signal...

## Distribution des temps d'arrivée des UHECRs

On peut vérifier que la distribution des temps d'arrivée des UHECRs aux énergies élevées est bien compatible avec un processus stationnaire en appliquant la méthode du scanstatistique : dans le cas où l'acceptance du détecteur est constante, la définition du scanstatistique est telle que l'on peut en calculer analytiquement la distribution [52] ; l'acceptance pour Auger est bien sûr variable, ce qui nous force à redéfinir cette grandeur et à utiliser des Monte-Carlo. On note $t_k$ les temps d'arrivée des événements dans un intervalle $[0, T]$. On se fixe une taille de fenêtre temporelle $w = 20$ jours (par exemple), et à chaque instant $t$ on définit $n(t)$ le nombre d'événements dans la fenêtre $[t - w/2, t + w/2]$, et $n_0(t)$ le nombre d'événements moyen attendus dans cette même fenêtre en intégrant l'acceptance obtenue à partir des fichiers de T2. On peut alors calculer $P_w(t)$ la probabilité de Poisson d'avoir plus que $n(t)$ événements sachant qu'on en attend $n_0$. Le scanstatistique est par définition la grandeur :

$$S_w = \min_t[P_w(t)]$$

En tirant au hasard des temps d'événements selon la loi d'évolution de l'acceptance du détecteur, on peut par Monte-Carlo obtenir la distribution de probabilité de $S_w$, et détecter ainsi la présence significative de « bursts » sur une échelle de temps typique $w$. Pour une fenêtre $w$ de 20 jours, la Fig. ci-dessous montre la distribution des $S_w$ simulés, et le $S_w$ des événements pour $E \geq 10$ et $E \geq 30$ EeV. On voit ainsi qu'il n'y a pas de « burst » significatif dans cette série temporelle sur une période de l'ordre de 20 jours.

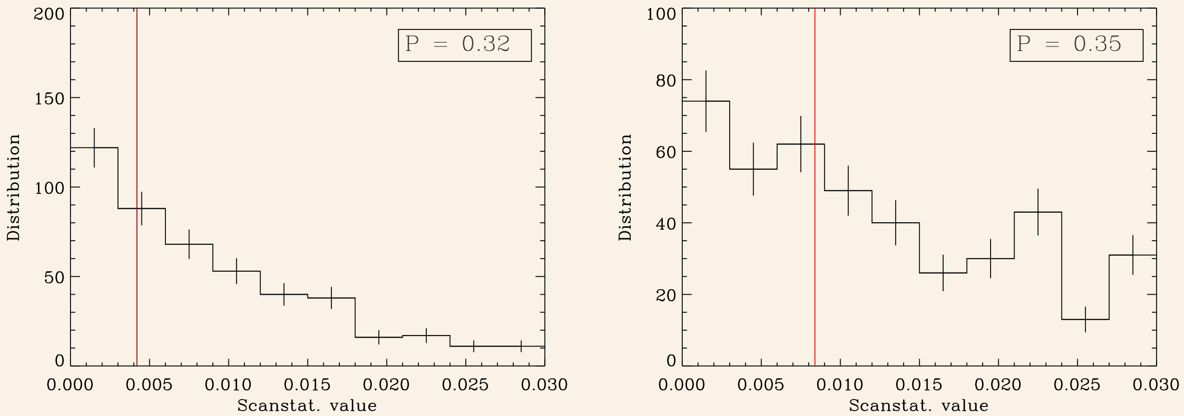



**Figure :** *Histogramme : distribution attendue du scanstatistique, obtenue à l'aide de 500 simulations Monte-Carlo ; ligne rouge : valeur mesurée du scanstatistique des événements des deux premières années de prise de donnée, pour $E \geq 10$ EeV à gauche et $E \geq 30$ EeV à droite.*

Nous avons ici choisi une fenêtre de la taille de 20 jours, car l'acceptance *instantanée* d'Auger étant de loin la plus importante parmi tous les détecteurs d'UHECRs, et l'acquisition d'Auger ayant pour l'instant duré plusieurs mois, Auger est la première expérience à pouvoir tester une éventuelle variabilité du flux d'UHECRs sur cette échelle de temps (les autres expériences ont, elles, duré de nombreuses années). On pourra aussi rechercher avec Auger des coïncidences du flux UHECR avec des sursauts $\gamma$, mais cela nécessitera de prendre en compte la distribution temporelle *et spatiale* des événements.

# Bilan de la partie expérimentale

Après deux années de prise de données, la statistique accumulée par l'Observatoire Auger est devenue supérieure à celle d'AGASA ou d'HiRes en mode stéréo. Le développement de méthodes d'analyses d'anisotropies a été l'occasion d'étudier de manière approfondie la stabilité du détecteur de surface et ses systématiques associées aux conditions atmosphériques. Nous avons pu grâce à ces études rechercher des anisotropies sur le ciel aussi bien à grande échelle et basse énergie qu'aux petites échelles à haute énergie. Résumons ici les résultats principaux :

- La stabilité de l'acquisition des données du détecteur de surface n'est pas chose facile à obtenir pour les événements de basse énergie ! Un certain nombre de facteurs : effets météorologiques, inhomogénéités et instabilités des taux de déclenchement des cuves, déploiement des détecteurs, rendent la tâche ardue, mais possible si l'on accepte de sélectionner sévèrement les périodes d'acquisition valides. Ces difficultés n'ont rien d'étonnant puisque le détecteur est conçu essentiellement pour fonctionner aux plus hautes énergies.
- Au prix d'études relativement fastidieuses, nous avons quantifié les effets des fluctuations météorologiques sur le détecteur de surface. La surprise majeure a été que ces effets ne sont pas simplement des effets de seuil, à basse énergie, mais sont probablement présents pour toutes les énergies. Ces effets peuvent être bien compris en ordre de grandeur par des changements des propriétés des gerbes en fonction de l'état de l'atmosphère. Ils peuvent engendrer un biais et des fluctuations de quelques pourcents sur la reconstruction en énergie telle qu'elle est appliquée actuellement. On peut sérieusement envisager, à l'avenir, de corriger ces effets.
- À des énergies autour de $10^{18}$ eV, nous n'avons pas observé d'excès associé au centre galactique. Cela contraint un certain nombre de modèles hadroniques expliquant la source associée au TeV. Il a aussi été impossible de confirmer les excès annoncés dans ce domaine d'énergie par les expériences précédentes.
- Nous ne pouvons néanmoins réfuter l'existence possible d'une structure aux très grandes échelles, semblant être associée à l'hémisphère sud de notre galaxie, à des énergies très basses, inférieures à $10^{18}$ eV. La difficulté est qu'il n'est pas encore possible d'établir un résultat ferme à des énergies aussi faibles. Il sera donc intéressant mais peut-être difficile d'infirmer ou de confirmer cet excès avec de nouvelles données. S'il est confirmé, l'interprétation d'un tel excès ne pourra se faire qu'en développant des modèles de propagation des rayons cosmiques dans la galaxie à ces énergies. Il est possible que l'on puisse ainsi obtenir une observation importante qui contraigne : 1) l'origine, galactique ou extragalactique, des rayons cosmiques autour de l'EeV ; et 2) les modèles de champs magnétiques galactiques.
- Aux plus hautes énergies, la statistique reste faible mais les données actuelles ne permettent pas de confirmer le *clustering* observé par AGASA. Il est difficile néanmoins de prouver que ce *clustering* est une fluctuation statistique, car d'une part la statistique reste assez faible, et d'autre part Auger ne regarde pas la même portion de ciel. En particulier, le fait d'avoir la région du centre galactique dans le champ de vue fait que les déflections dues aux champs magnétiques galactiques peuvent être plus grande que dans l'hémisphère nord, et donc les éventuelles sources sont plus « diluées ». Le fait de ne rien voir actuellement est évidemment décevant, mais ce n'est pas une situation définitive et le décuplement de la

statistique pourrait tout-à-fait changer les choses. Les conséquences possibles de l'absence d'observation de sources seront décrites au cours de la seconde partie de cette thèse.

# Chapitre 4

# Propagation des particules chargées (1). Le cadre

Nous abordons maintenant la facette théorique, en fait surtout phénoménologique, de cette thèse. Avant d'entrer en détail sur les modèles actuels de propagation des protons, noyaux, photons et neutrinos d'ultra-haute énergie, il est nécessaire de connaître dans leurs grandes lignes les « ingrédients » permettant de modéliser l'origine et la propagation des UHECRs jusqu'à la Terre. L'objectif de ce chapitre est de fournir une revue à ce sujet.

Les trois concepts essentiels à la théorie de la propagation des UHECRs seront successivement présentés. Tout d'abord, nous allons décrire les mécanismes et les objets astrophysiques susceptibles de permettre l'accélération de particules chargées jusqu'aux énergies extrêmes. Nous en profiterons pour décrire aussi quelques scénarios exotiques, alternatives potentielles essentiellement dans le cas où la coupure GZK ne serait pas observée. Dans une seconde partie seront décrites les interactions que subissent les UHECRs au cours de leur propagation sur des distances (quasi-)cosmologiques. Ces interactions sont dues aux fonds de photons à basse énergie qui baignent l'Univers ou ses régions les plus denses. En fonction de la nature des UHECRs, elles génèrent des pertes d'énergie, des particules secondaires neutres et des cascades de noyaux. Enfin nous insisterons en dernière partie sur les champs magnétiques galactiques et extragalactiques, susceptibles de déflechir les UHECRs chargés : c'est la faible connaissance actuelle que nous avons de ces champs qui génère le plus d'incertitudes sur les modèles de propagation.

On se placera maintenant en général dans le système d'unités naturelles $\hbar = c = \epsilon_0 = 1$.

## 4.1 Les sources astrophysiques et leur distribution

On distingue de façon générique deux types de modèles pour la production des UHECRs :

- Les modèles « bottom-up » : les rayons cosmiques sont accélérés à partir de particules de basse énergie du plasma situé dans des objets astrophysiques. Les mécanismes de l'accélération sont basés sur de la physique connue, et on dispose d'indices expérimentaux relativement forts en leur faveur pour les rayons cosmiques de basse énergie.
- Les modèles « top-down » : les rayons cosmiques sont issus de mécanismes plus exotiques basés sur de la physique hors du modèle standard. De tels modèles ont été développés pour plusieurs raisons : il est légitime d'imaginer de la « nouvelle physique » pour décrire des particules dont l'énergie ($\sim 10^{11}$ GeV) est à mi-chemin entre la masse de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV) et le TeV ; les modèles bottom-up appliqués aux objets astrophysiques les plus violents connus ont du mal à atteindre ces énergies ; enfin des expériences comme AGASA semblent indiquer l'absence de coupure GZK, attendue naturellement pour des sources astrophysiques extragalactiques.

Dans cette section seront passés en revue les mécanismes et les sources astrophysiques susceptibles d'accélérer les UHECRs, puis certains scénarios plus exotiques qui ont été proposés.

### 4.1.1 Mécanismes astrophysiques d'accélération

L'accélération des rayons cosmiques aux ultra-hautes énergies, mais aussi et surtout à des énergies raisonnables, par exemple dans le domaine du TeV – PeV, peut se faire par deux mécanismes : accélération par un champ électrique, ou bien accélération statistique dans un plasma magnétisé. Le premier scénario est concevable par exemple dans la magnétosphère des pulsars, mais n'est pas favorisé, en particulier car il ne génère pas naturellement un spectre en loi de puissance des rayons cosmiques.

Le second scénario a été proposé dans une première version par Fermi en 1949. L'idée est alors la suivante : les rayons cosmiques diffusent sur les nuages de gaz magnétisés et en mouvement qui existent dans l'ISM (milieu interstellaire). Si un nuage se rapproche initialement de la particule, celle-ci est accélérée après son « rebond » ; elle est décélérée dans le cas contraire. Le moyennage sur tous les angles d'incidence du rayon cosmique montre alors que, statistiquement, les particules gagnent à chaque « rebond » une énergie $\Delta E \sim E \times \beta^2$ où $E$ est l'énergie du rayon cosmique et $\beta$ est la vitesse moyenne des nuages de gaz de l'ISM. Le fait que $\Delta E$ soit proportionnel à $E$ entraîne naturellement que le spectre généré par un tel mécanisme est invariant d'échelle, il s'agit donc d'une loi de puissance. Par ailleurs, la loi en $\beta^2$ (avec $\beta \ll 1$ dans le cas de l'ISM) fait que ce processus, dit du second ordre, n'est pas très efficace pour l'accélération.

La théorie originale a été modifiée à la fin des années 1970, menant au mécanisme standard maintenant nommé DSAM (Diffusive Shock Acceleration Mecanism), voir par exemple [53]. L'ensemble de nuages magnétisés en mouvement aléatoire est remplacé par un choc magnétisé unique en mouvement.

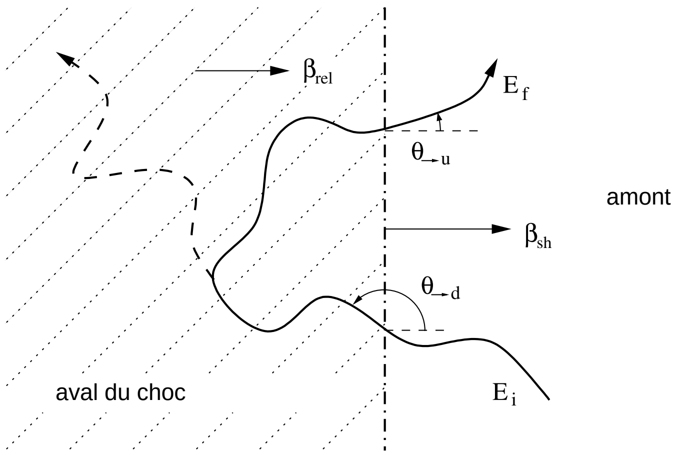



**FIG. 4.1 :** *Représentation d'un cycle d'accélération à un choc [54]. Les vitesses ici sont par rapport au référentiel du milieu amont, et on a $\beta_{sh} > \beta_{\text{rel}}$ pour un choc fort.*

Pour illustrer le principe, la Fig. 4.1 montre une particule ultrarelativiste diffusant dans un milieu magnétisé traversé par un choc. La diffusion a lieu typiquement à cause d'inhomogénéités du champ magnétique comme des ondes d'Alfvén (que l'on peut considérer en première approximation comme au repos dans le plasma, par rapport aux rayons cosmiques). Le choc sépare le plasma en un milieu aval et un milieu amont. La vitesse relative du milieu aval par rapport au milieu amont est $\beta_{\text{rel}}$. Le champ magnétique $\vec{B}$ dans le référentiel de repos du plasma aval génère un champ $\vec{E} = -\vec{\beta}_{\text{rel}} \times \vec{B}$ lorsqu'on se place dans le référentiel du milieu amont. L'énergie d'une particule transitant du milieu amont à l'aval puis à l'amont est modifiée *dans le référentiel du milieu amont*, par ce champ électrique. Le jeu des deux transformations de Lorentz successives donne facilement :

$$\frac{E_f}{E_i} = \Gamma_{\rm rel}^2 \left(1 - \beta_{\rm rel} \cos\theta_d\right) \left(1 + \beta_{\rm rel} \cos\theta_u\right)$$

où $\Gamma_{\rm rel}$ est le facteur de Lorentz associé à $\beta_{\rm rel}$, et les angles $\theta_{u,d}$ sont définis sur la Fig. 4.1.

### Cas d'un choc non relativiste

Dans ce cas la distribution angulaire des particules diffusées est isotrope. Le moyennage sur les populations de $\cos(\theta_d)$ et $\cos(\theta_u)$ donne respectivement $-2/3$ et $2/3$, si bien que l'on aboutit en moyenne à $\Delta E = 4/3 E \times \beta_{\rm rel}$. On parle dans ce cas d'accélération de Fermi du premier ordre. Pour déduire de cette relation le spectre des rayons cosmiques émis, il est nécessaire de calculer la probabilité d'échappement des particules. On note $\beta_1$ et $\beta_2$ les vitesses des plasmas aval et amont par rapport au choc. En utilisant encore l'isotropie de la distribution des particules, on démontre qu'elle vaut $P_{\rm ech} = 4\beta_2$ à chaque transit. Du gain moyen d'énergie $\Delta E$ et de $P_{\rm ech}$, on peut alors déduire le spectre des particules sortantes :

$$j(E) \equiv \frac{dN}{dE} \sim E^{-(r+2)/(r-1)}$$

avec $r = \beta_1/\beta_2$. Dans le cas d'un gaz monoatomique et d'un choc dit fort (c'est-à-dire à nombre de Mach élevé : $\beta_1 \gg$ vitesse du son), les relations de passage au choc imposent $r = 4$, et on obtient ainsi naturellement **un spectre d'injection $j(E) \sim E^{-\alpha}$ avec $\alpha = 2$ pour ce modèle simple de choc fort mais non relativiste**.

### Cas d'un choc ultrarelativiste

Les chocs dans des jets d'AGNs et de GRBs sont probablement relativistes, avec des facteurs de Lorentz $\Gamma \sim 10$ pour les AGNs et jusqu'à $\Gamma \sim 300$ pour les GRBs. Dans ce cas la distribution des particules n'est plus isotrope, ce qui change les résultats précédents. En fait, *au cours du premier cycle de traversées du choc*, on a l'image qualitative suivante :

– $\cos\theta_d$ est distribué isotropiquement car la population de particules n'est pas encore perturbée par le choc ;
– La condition pour qu'une particule en aval passe du côté amont s'écrit $\beta_{\rm choc/aval} \leq \cos\theta_u \leq 1$ ; de plus la version ultrarelativiste des conditions de saut à un choc conduit à $\beta_{\rm choc/aval} = 1/3$ si on suppose que le milieu choqué (aval) obéit à l'équation d'état d'un gaz ultrarelativiste $\epsilon = 3p$.
– La conséquence de ces deux remarques est que $1 - \beta_{\rm rel}\cos(\theta_d)$ comme $1 + \beta_{\rm rel}\cos(\theta_u)$ sont d'ordre unité, et on a $E_f \sim E_i \times \Gamma_{\rm rel}^2$.

Ainsi, au cours du premier cycle de traversées d'un choc ultrarelativiste, un important boost en énergie se produit. Pour les cycles suivants, la distribution des $\cos(\theta_d)$ devient très anisotrope et on peut montrer que le gain typique d'énergie par traversée redevient raisonnable : $\Delta E \sim E_i$. Des simulations Monte-Carlo approfondies sont nécessaires afin de déterminer la fonction de distribution spectrale et angulaire des rayons cosmiques dans les milieux aval et amont en régime stationnaire (voir par exemple Fig. 4.3). Elles aboutissent à la conclusion suivante : **les particules accélérées ont un spectre en loi de puissance d'indice spectral $\alpha \sim 2.2 - 2.3$, dans le cas de chocs ultrarelativistes « simples »**. L'indice spectral varie ainsi en fonction du $\Gamma$ du choc, comme le montre la Fig. 4.2. Un tel indice spectral semble confirmé par les mesures de l'émission synchrotron des électrons au cours de la rémanence des GRBs. Néanmoins, rien n'est simple et la prise en compte de l'influence du choc sur le champ magnétique en aval (effet de compression) semble favoriser $\alpha \sim 2.6 - 2.7$ [55].

De nombreuses modélisations par Monte-Carlo ont été développées afin d'étudier le spectre non-thermique généré par ces chocs. Parmi les paramètres qui peuvent jouer, on trouve les propriétés du plasma et des champs magnétiques, l'oblicité du choc, la réaction des particules accélérées sur le choc...

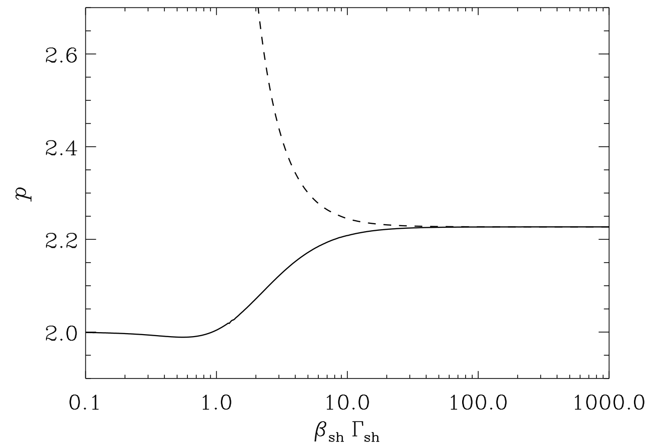



**FIG. 4.2 :** *Indice spectral en fonction de la vitesse du choc, dans le cas d'un gaz amont froid (ligne continue) ou d'un gaz amont ultrarelativiste (tirets) [54]. Pour obtenir ces courbes, on utilise l'équation d'état de Synge pour un gas idéal relativiste. On voit, dans le cas d'un gaz amont froid, le passage de l'indice spectral « canonique » 2 à un indice plus élevé $\gtrsim 2.2$ dans le cas d'un choc relativiste.*

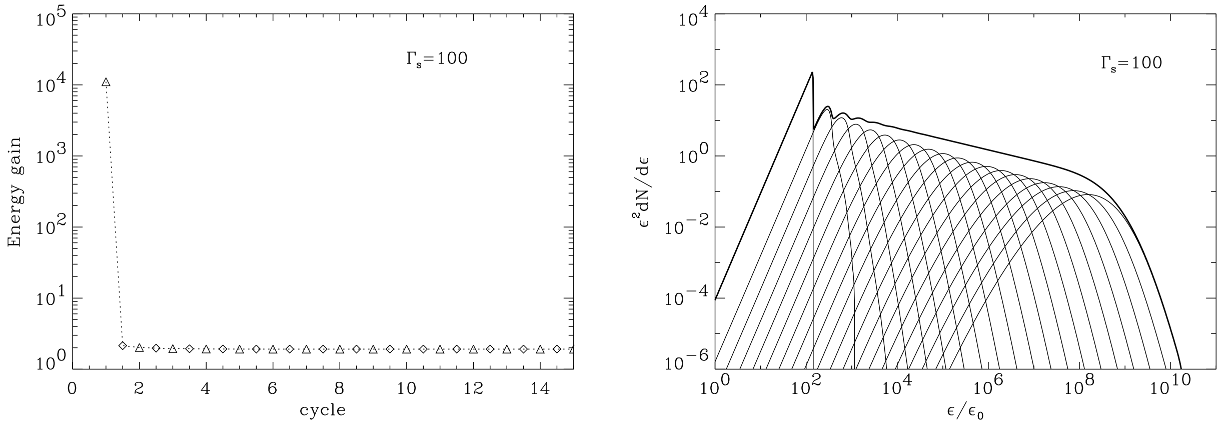



**FIG. 4.3 :** *Gauche : gain moyen en énergie par cycle amont – aval – amont pour une particule dans un choc relativiste. Droite : spectre des particules s'échappant d'un choc relativiste après 20 cycles (lignes fines : spectres obtenus après chaque cycle) ; on voit ainsi comment une loi de puissance se forme naturellement. Tiré de [56].*

**L'énergie maximale accessible**

Une question importante pour les UHECRs est l'estimation de l'énergie maximale qu'un choc astrophysique est susceptible de transférer à un rayon cosmique. Cela permet en effet de contraindre drastiquement les accélérateurs potentiels d'UHECRs. Un critère simple et bien connu pour obtenir un ordre de grandeur de l'énergie maximale accessible $E_{\max}$ est de comparer le rayon de Larmor $r_L$ des UHECRs avec la taille typique $L$ de l'accélérateur. Pour $r_L \geq L$, les rayons cosmiques ne peuvent plus traverser le choc de multiples fois. On aboutit ainsi au critère de Hillas :

$$\left(\frac{E}{1\,\mathrm{EeV}}\right) \leq Z\beta \left(\frac{B}{1\mu G}\right)\left(\frac{L}{1\,\mathrm{kpc}}\right)$$

Ici $\beta$ est la vitesse typique du choc et $Z$ la charge du rayon cosmique. Ce critère peut aussi s'appliquer aux modèles d'accélération électrique dans lesquels le champ $\vec{E}$ est généré par un champ $\vec{B}$ en mouvement (cas des pulsars). En fait, le calcul de l'énergie maximale accessible n'est pas une chose facile car il dépend de nombreux paramètres physiques de l'environnement autour du choc. L'énergie maximale peut être estimée en comparant les temps caractéristiques de divers phénomènes :

1. Le temps d'accélération $t_{\rm acc}(E)$ d'une particule dépend des vitesses des plasmas des milieux amont et aval, ainsi que des coefficients de diffusion de la particule dans ces milieux.
2. L'échappement des rayons cosmiques de la région du choc : le régime de propagation au voisinage de la source étant essentiellement diffusif, le temps moyen d'échappement $t_{\rm ech}(E)$ peut être estimé encore à l'aide des coefficients de diffusion et de la géométrie et des dimensions du choc.
3. Les pertes d'énergie dues aux interactions avec le rayonnement ambiant : dans certains objets particulièrement violents comme le coeur des AGNs, le champ de radiation de basse énergie ainsi que la densité de matière sont importants et les pertes d'énergie (par photoproduction de pions par exemple) doivent être prises en compte. Pour les électrons, il peut aussi y avoir des pertes synchrotron en présence d'un champ $\vec{B}$ suffisamment fort. On construit ainsi un temps $t_{\rm pertes}(E)$.

On peut alors estimer $E_{\rm max}$ en écrivant la relation $t_{\rm acc}(E_{\rm max}) \sim \min(t_{\rm ech}(E_{\rm max}), t_{\rm pertes}(E_{\rm max}))$. L'échappement et les pertes d'énergie doivent donc aussi être implémentés dans les simulations afin d'obtenir des valeurs réalistes du $E_{\rm max}$ associé à un objet spécifique. Par ailleurs, la forme exacte du spectre généré par une source d'UHECRs au voisinage de $E_{\rm max}$ (coupure brutale ou lente atténuation ?) dépend du rôle relatif des pertes et de l'échappement [57]. En conclusion, les modèles d'accélération stochastique aux chocs magnétisés d'objets astrophysiques de diverses tailles fournissent un mécanisme séduisant pour expliquer le spectre des rayons cosmiques dans son ensemble, et en particulier sa forme en loi de puissance avec un indice spectral peu variable. Néanmoins l'énergie maximale que l'on peut atteindre par ce mécanisme dépend beaucoup des conditions physiques propres aux différents objets, que nous allons maintenant passer en revue.

### 4.1.2 Sources astrophysiques possibles

♠ *Cette liste est basée uniquement sur des considérations théoriques. Nous rappelons en effet (voir chapitre précédent) qu'aucune source ou classe de source n'a de bonnes raisons d'être observationnellement privilégiée à l'heure actuelle. Une revue plus exhaustive des sources possibles d'UHECRs peut être trouvé dans [58].*

#### Les restes de supernovae (SNRs)

Les explosions de supernovae génèrent une coquille de plasma en expansion, et des zones de choc propices au mécanisme de Fermi du premier ordre se forment à la frontière avec l'ISM. Les SNRs sont le site favorisé pour l'accélération des rayons cosmiques galactiques jusqu'à des énergies de l'ordre du PeV ou au-delà. Il y a actuellement plusieurs raisons pour cela :

– D'un point de vue théorique, la physique des SNRs est relativement bien comprise. Les énergies maximales atteignables calculées sont typiquement de l'ordre du PeV pour des protons, ce qui correspond en ordre de grandeur au genou dans le spectre des rayons cosmiques.
– L'observation directe de sources de rayons cosmiques d'énergie $E \lesssim 1$ PeV est clairement impossible à cause des déflections dans le champ $\vec{B}$ galactique, mais il est prédit que les particules chargées accélérées au niveau des chocs doivent rayonner des photons, par bremsstrahlung pour les électrons, ou par la chaîne hadronique $p_{CR} + p_{ISM\ dense} \to \pi_0 \to \gamma$ (que nous retrouverons à plus haute énergie). L'observation récente par HESS d'une émission multi-TeV provenant de la coquille, et non du coeur, de la SNR RXJ1713.7-3946 [59], est la preuve la plus directe et la plus remarquable à ce jour que des particules chargées (protons ou électrons) sont accélérées jusqu'à $\sim 100$ TeV au moins dans des chocs de SNRs.
– Les estimations théoriques de l'énergie fournie aux rayons cosmiques par les SNRs de notre galaxie sont en accord raisonnable avec le flux mesuré des rayons cosmiques. Pour produire un flux différentiel $j(E)$

de rayons cosmiques diffusant dans notre galaxie, et dont le temps de résidence y est $t(E)$, il faut en effet une luminosité totale de $L_{CR} \sim \int dEdV Ej(E)/t(E)$. Les mesures d'abondances des rayons cosmiques à basse énergie permettent, en comparant les fractions de « primaires » et « secondaires » issus des interactions de spallation dans l'ISM, d'estimer $t(E)$ via la densité de colonne moyenne traversée dans l'ISM à différentes énergies. On trouve en particulier $t(E) \sim E^{-0.6}$ : le temps de confinement diminue avec l'énergie, ce qui est attendu pour un comportement diffusif. Connaissant les dimensions de notre galaxie, on peut ainsi estimer $L_{CR} \sim 10^{41}$ erg/s. Cela correspond à environ $10\%$ de la puissance totale associée à l'éjection de matériel par les supernovae de notre galaxie.

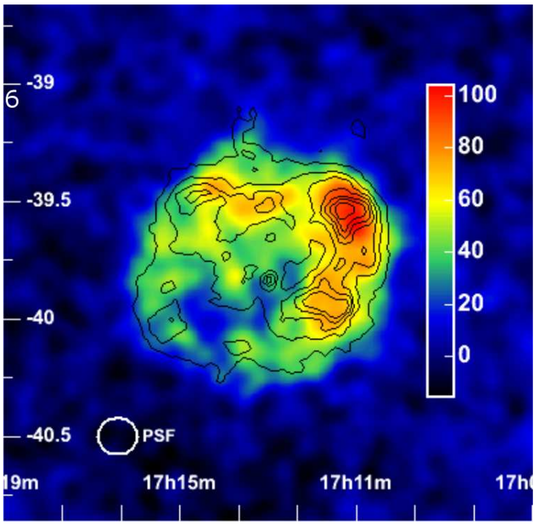



**FIG. 4.4 :** *Le reste de supernova RXJ1713.7-3946 vue en VHE $\gamma$ par HESS, avec les contours en rayons X (ASCA). Carte mise à jour à l'ICRC 2005.*

**Les chocs à l'échelle galactique**

A l'échelle d'une galaxie, des vents de plasma importants peuvent être générés par divers mécanismes : explosions de supernovae mais aussi vents stellaires créés par des étoiles massives de type Wolf-Rayet, souvent regroupées en associations OB. Une association OB est un groupe lâche de quelques dizaines ou centaines d'étoiles très brillantes éparpillées sur plusieurs centaines d'années lumière. On les trouve en général dans les bras spiraux des galaxies. Certaines galaxies, dites *starburst*, caractérisées par une émission infrarouge importante et un taux de formation d'étoiles élevé, ont probablement des vents galactiques particulièrement importants. Ces vents génèrent des chocs à grande échelle, en particulier aux extrêmités des galaxies (chocs terminaux). Les galaxies lumineuses en infrarouge (LIGs), que l'on pense issues de collisions galactiques, ainsi que les galaxies en collision proprement dites sont aussi des sites propices au développement de chocs étendus.

Il a été émis comme hypothèse que les rayons cosmiques accélérés jusqu'au PeV par des objets comme les supernovae dans l'ISM peuvent ensuite être réaccélérés au niveau de ces chocs d'échelle galactique. L'énergie maximale accessible pourrait dépasser $10^{20}$ eV dans les galaxies en collision et les starbursts.

**Les étoiles à neutrons**

Les étoiles à neutrons de notre galaxie qui commencent leur vie sont caractérisées par : 1) une vitesse de rotation importante ($\Omega \sim 3000$ rad s$^{-1}$) ; 2) un champ magnétique extrême à leur surface $B_s \sim 10^{13}$ G. Le champ électrique induit peut alors accélérer des noyaux de fer jusqu'aux mythiques $10^{20}$ eV [60], et ce au sein même de notre propre galaxie. Les deux difficultés liées à ce modèle sont d'une part le temps d'accélération, qui doit être faible car la vitesse de rotation de l'étoile diminue vite au cours du temps, et d'autre part les pertes d'énergie des UHECRs au voisinage de l'étoile à neutrons.

De façon remarquable, les modèles d'accélération dans les étoiles à neutrons, ou les magnétars (qui sont des étoiles à neutron possédant un champ $B_s$ particulièrement élevées), prédisent un spectre d'injection $j(E) \sim E^{-1}$, assez différent du cas de l'accélération stochastique.

### Les AGNs

Les AGNs sont des galaxies présentant une activité en radio, optique et/ou X/$\gamma$ particulièrement élevée (voir encadré). Deux régions des AGNs peuvent accélérer des UHECRs : le coeur même des AGNs, ainsi que les lobes radio associés aux jets. Ce second candidat est privilégié à l'heure actuelle, car il conjugue une extension spatiale dépassant parfois le Mpc avec une densité suffisamment faible pour éviter des pertes énergétiques trop importantes. Par ailleurs, des chocs extrêmement obliques peuvent se développer le long des jets, permettant potentiellement l'accélération d'UHECRs jusqu'au ZeV.

### Les sursauts gamma

Les sursauts gamma, ou GRBs, sont des événements extrêmement violents, rares et brefs (typiquement $\sim 10^{52}$ erg sont émis en moins d'une seconde). Des progrès importants ont été faits récemment et continuent d'être faits sur ces objets, tant observationnels (BATSE, HETE et maintenant HETE 2 et Swift) que théoriques [62] : il y a maintenant un modèle de « boule de feu », permettant d'interpréter les observations des GRBs et de leurs émissions rémanentes. Les GRBs semblent être associés à certaines explosions de supernovae. Quelle que soit son origine, une explosion permet le développement d'une boule de feu constituée d'un plasma de photons, électrons et positrons. Ce plasma étant initialement optiquement épais (à cause de la grande densité de photons que l'on déduit de la petite taille de l'objet), sa pression génère une expansion ultrarelativiste. À l'extrêmité de la boule de feu (chocs externes), mais aussi en son sein (chocs internes), se développent des chocs magnétisés et ultrarelativistes, qui sont donc des candidats possibles pour accélérer des UHECRs. Les pertes d'énergie dominantes des particules accélérées sont alors dues au refroidissement synchrotron.

Néanmoins, le débat reste ouvert sur le réel potentiel des GRBs pour accélérer des rayons cosmiques jusqu'à $10^{20}$ eV. Il est tout-à-fait possible que l'accélération aux ultra-hautes énergies soit impossible par un mécanisme de Fermi standard, que ce soit aux chocs externe ou internes, à cause de la trop rapide expansion de ces chocs. Par contre, une diffusion multiple sur plusieurs chocs internes pourrait permettre à une fraction suffisante des rayons cosmiques d'être accélérée aux ultra-hautes énergies [63].

Par ailleurs, un scénario a été proposé [64] dans lequel les rayons cosmiques à $E \lesssim 1$ EeV auraient été générés par un petit nombre de GRBs galactiques récents, le taux de GRBs dans la galaxie pouvant être de un par million d'années. Cela aurait pu expliquer le « signal » AGASA – Sugar [65]. Le spectre au-delà de quelques EeV serait dû à des GRBs extragalactiques, ce qui donne un aspect élégamment holistique au modèle.

### Les chocs à grande échelle dans l'Univers

Au cours de la formation des grandes structures de l'Univers (LSS), l'effondrement gravitationnel du milieu intergalactique (IGM) dans les puits de potentiel créés par la matière noire est susceptible de générer des chocs à très grande échelle, autour des grands amas de galaxies et peut-être aussi le long des filaments. La possibilité que ces chocs soient fortement magnétisés (avec des champs $B \sim 0.1\,\mu$G ou plus) sera discutée dans la section

## L'unification des noyaux actifs de galaxie (AGNs)

L'étude détaillée des galaxies actives a permis l'émergence d'un paradigme [61] décrivant les divers types d'AGNs, dont les ingrédients fondamentaux sont :
– un trou noir supermassif ($M \sim 10^{6-10} M_\odot$) ;
– un disque d'accrétion chauffé par des processus magnétiques ou visqueux ;
– du gaz à grande vitesse appelé broad-line region (BLR), les grandes vitesses élargissant considérablement les raies d'émission de ce gaz ;
– du gaz à plus faible vitesse : la narrow-line region ;
– un tore de gaz et de poussière cachant la BLR dans le plan du disque ;
– un jet relativiste s'étendant jusqu'à des dizaines de kpc, voire jusqu'à 1 Mpc dans certains cas.

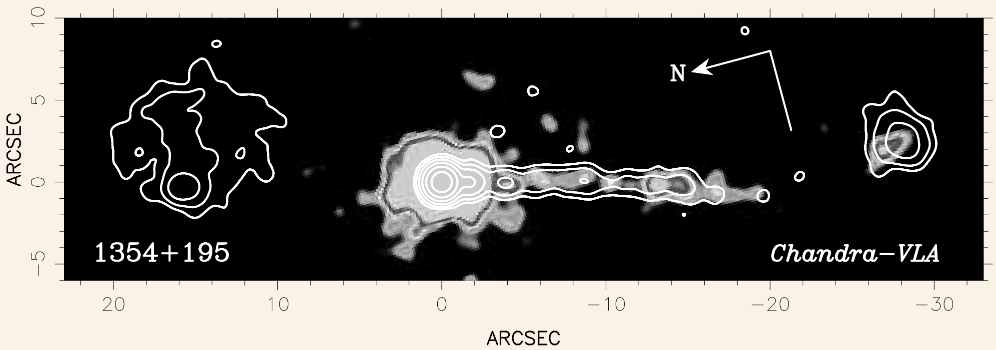



**Figure :** *Exemple de jet à l'échelle du kpc observé en X (Chandra) et associé aux contours radio du VLA. L'émission X serait due à l'effet Compton inverse des photons du CMB sur les électrons relativistes du jet, qui émettent en même temps un rayonnement synchrotron radio.*

L'essentiel des différences observationnelles entre classes d'AGNs peut s'expliquer dans ce cadre. Ainsi, les AGNs de type 1 (qui ont à la fois des lignes d'émission larges et étroites) se différencient des AGNs de type 2 (présence uniquement de raies étroites) par l'orientation de la ligne de visée par rapport au disque obscurcissant de poussière. L'appellation « quasars » semble de nos jours désigner tous les AGNs de luminosité $M_V < -23$, ce qui est une coupure relativement arbitraire. Les blazars sont des AGNs pour lesquels la ligne de visée est relativement proche de l'axe du jet ; ils sont caractérisés par une intense émission de la radio aux hautes énergies (jusqu'au TeV). Quant aux Bl Lacs, ce sont des blazars caractérisés par l'absence de lignes d'émission et d'absorption fortes dans leur spectre.
Parmi les nombreuses questions ouvertes en physique des AGNs, il reste à savoir si les AGNs représentent une phase relativement courante dans l'évolution des galaxies.

sur les champs magnétiques. Dans cette hypothèse, on peut envisager l'accélération de rayons cosmiques à partir de l'IGM, jusqu'à des énergies trans-GZK pour des noyaux de fer.

♠ *Nous avons présenté une liste non exhaustive de « candidats » à l'accélération des UHECRs. L'énergie maximale et la puissance que peuvent fournir chacun de ces objets sont en général relativement controversées au sein des communautés de spécialistes de chacun de ces objets, si bien qu'il est difficile à l'heure actuelle d'avoir un candidat favori.*

### 4.1.3 Scénarios spéculatifs

Les modèles astrophysiques présentés ici souffrent de certains « défauts » : aucun ne permet de dépasser facilement la barre des $10^{20}$ eV (il faut généralement pousser les paramètres à l'extrême) ; la plupart seraient mis en défaut dans l'hypothèse où la coupure GZK ne serait pas observée. Un grand nombre de modèles alternatifs, basés sur de la physique essentiellement inconnue, ont été développés [66].

#### « Matière noire » superlourde

Il a été suggéré que les UHECRs pourraient être générés par la désintégration ou l'annihilation collisionnelle de particules reliques de l'Univers ancien, de masse $m > 10^{10}$ GeV et dont la durée de vie doit forcément être comparable ou plus grande que l'âge de l'Univers.

La matière noire est en général supposée relativement légère, de masse $m_{DM} \leq 100$ TeV. Cela justifie les recherches directes en cours ainsi que les recherches indirectes en astronomie $\gamma$ [67], qui scannent des masses typiquement inférieures au TeV. En fait, pour une masse donnée, les contraintes d'unitarité imposent une section efficace d'annihilation $\sigma v$ maximale. Par ailleurs, il existe une relation directe entre $\Omega_{DM}h^2$ et $\sigma v$ du fait que l'on suppose que la matière noire est une relique *thermique* de l'Univers primordial. Les contraintes les plus récentes sur $\Omega_{DM}h^2$ (WMAP) imposent ainsi directement une contrainte sur la masse des particules de matière noire :

$$m_{DM} \leq 34\,\mathrm{TeV}$$

Une matière noire superlourde n'en est pas pour autant exclue, mais ne doit donc pas avoir été en équilibre thermique au moment du gel de son abondance. De nombreux modèles de production de ces « wimpzillas » ont été proposés. Le plus courant est la production gravitationnelle de ces particules à la fin de l'inflation, à la suite de l'augmentation rapide du facteur d'échelle de l'espace-temps : le couplage entre un champ scalaire « X » et la métrique génère une densité de particules :

$$\Omega_X h^2 \sim (m_X/10^{13}\,\mathrm{GeV})^2(10^9\,\mathrm{GeV}/T_R)$$

où $T_R$ est la température du *reheating* consécutif à la désintégration de l'inflaton. Les wimpzillas peuvent donc constituer la matière noire pour une gamme de masses $10^{12}\,\mathrm{GeV} \leq m \leq 10^{14}\,\mathrm{GeV}$. Il est en particulier remarquable que l'échelle d'énergie des UHECRs observés coïncide avec la valeur de $H$ à la fin de l'inflation.
Cette matière noire, comme les autres, serait essentiellement concentrée localement dans le halo de notre galaxie. Elle pourrait aussi être concentrée en amas (les clumps) comme le suggèrent certaines simulations récentes de grandes structures. Elle génèrerait des UHECRs soit par désintégration, soit par annihilation collisionnelle, *via* la fragmentation de quarks en hadrons, générant au final nucléons mais surtout photons et neutrinos en copieuse quantité.

♠ *À ces énergies, les processus exacts de fragmentation ne sont pas connus. Diverses extrapolations de QCD (incluant ou non la SUSY) existent pour estimer les fonctions de fragmentation, conduisant à des spectres d'injection relativement concordant entre auteurs ([68], [69]).*

#### Défauts topologiques et autres

Les défauts topologiques sont des produits génériques des brisures de symétrie ayant lieu dans l'Univers primordial dans le cadre des théories de grande unification. S'il est maintenant prouvé que les défauts topologiques n'ont pas une influence gravitationnelle importante sur la formation des grandes structures, il n'en reste pas moins que leur existence est tout-à-fait possible. Ils pourraient générer un flux de particules à ultra-haute énergie.

Parmi les nombreux autres modèles de production d'UHECRs, mentionnons le modèle de « Z-burst » qui fut un temps à la mode. Dans ce modèle, les UHECRs sont le fruit de la désintégration de bosons Z à l'intérieur de l'horizon GZK. Ces bosons Z sont eux-mêmes produits par l'interaction résonante de neutrinos d'ultra-haute énergie sur le fond diffus de neutrinos de basse énergie, de température $(4/11)^{1/3}T_{CMB}$. Ces neutrinos UHE, d'énergie $E \simeq M_Z^2/(2m_\nu) \simeq 4.2 \times 10^{21}\,\mathrm{eV}(1\,\mathrm{eV}/m_\nu)$, doivent être générés dans des objets lointains en tant que secondaires de protons de plus haute énergie encore (rappelons en particulier que les données WMAP imposent maintenant $\Sigma m_\nu \lesssim 1$ eV).

### Prédictions et contraintes associées

Bien qu'extrêmement spéculatifs, et donc sujets à de fortes variations d'un auteur à l'autre, ces modèles ont le bon goût de prédire un certain nombre de phénomènes de manière générique.

1. *Nature des UHECRs.* Malgré les incertitudes sur les modes de désintégration, les quarks se combinent toujours plus facilement en mésons qu'en baryons. Les particules générées sont donc en majorité des photons et des neutrinos issus de la désintégration des pions. Les flux prédits de neutrinos sont en général tels que Auger ou IceCube devraient pouvoir en détecter. La fraction relative de photons dans les UHECRs est importante, et peut être confrontée avec les mesures des expériences. À l'heure actuelle, les valeurs limites sur la fraction de photons à 10 EeV et au-delà ne sont pas encore assez fortes pour exclure ces scénarios (voir Fig. 4.5, haut), d'autant plus que la discrimination expérimentale photons – hadrons reste non triviale. Cette situation est appelé à être améliorée très prochainement grâce à Auger.
2. *Spectre des UHECRs.* Les spectres typiques prédits sont plus durs que le spectre observé : $dN/dE \sim E^{-1.9}$ typiquement. Du coup, ces scénarios exotiques ne pourraient expliquer le spectre des UHECRs qu'au-delà des énergies GZK... Un ajustement fin des paramètres est nécessaire pour connecter les spectres sub-GZK et super-GZK. Ce problème de coïncidence est un lourd handicap pour ces modèles.
3. *Anisotropies des UHECRs.* Les UHECRs observés sur Terre dans les scénarios de matière noire super-lourde proviennent du halo galactique (c'est ce qui permet de contourner l'effet GZK). Par suite, on attend une très forte anisotropie à grande échelle liée à la galaxie dans ces modèles, à des énergies de l'ordre de $10^{20}$ eV [72]. La statistique actuelle est déjà presque suffisante pour infirmer cette prédiction [73]. Le flux des UHECRs **neutres** (majoritaires à haute énergie) provenant de la direction $(\alpha,\delta)$ se calcule suivant :

$$\Phi(\alpha, \delta) \sim \int_{\text{ligne de visée}} dr\, [n_{DM}(r)]^k$$

   où $k = 1$ dans un scénario de désintégration et $k = 2$ dans le cas de l'annihilation collisionnelle. La forme exacte de l'anisotropie dépendra donc du choix du profil de matière noire $n_{DM}(r)$ (isotherme, NFW,...). Par ailleurs, il a été suggéré que les anisotropies à petite échelle des UHECRs seraient expliquées dans ce cadre par l'existence de clumps de matière noire.
4. *Fond diffus de photons $\gamma$.* Le flux copieux de photons à typiquement $10^{20}$ eV générés par tous ces modèles entraîne la prédiction d'un flux diffus de photons secondaires à des énergies du GeV au TeV. En effet, sur des distances quasi-cosmologiques, les photons UHE génèrent des cascades électromagnétiques, que nous décrirons à la section suivante. Le flux ainsi prévu est tout-à-fait comparable, voire supérieur au fond diffus extragalactique mesuré par EGRET après soustraction des avant-plans galactiques [71], comme le montre la Fig. 4.5 (bas). Un certain nombre de modèles sont ainsi déjà plus ou moins exclus par cette contrainte (en particulier le modèle de Z-burst).

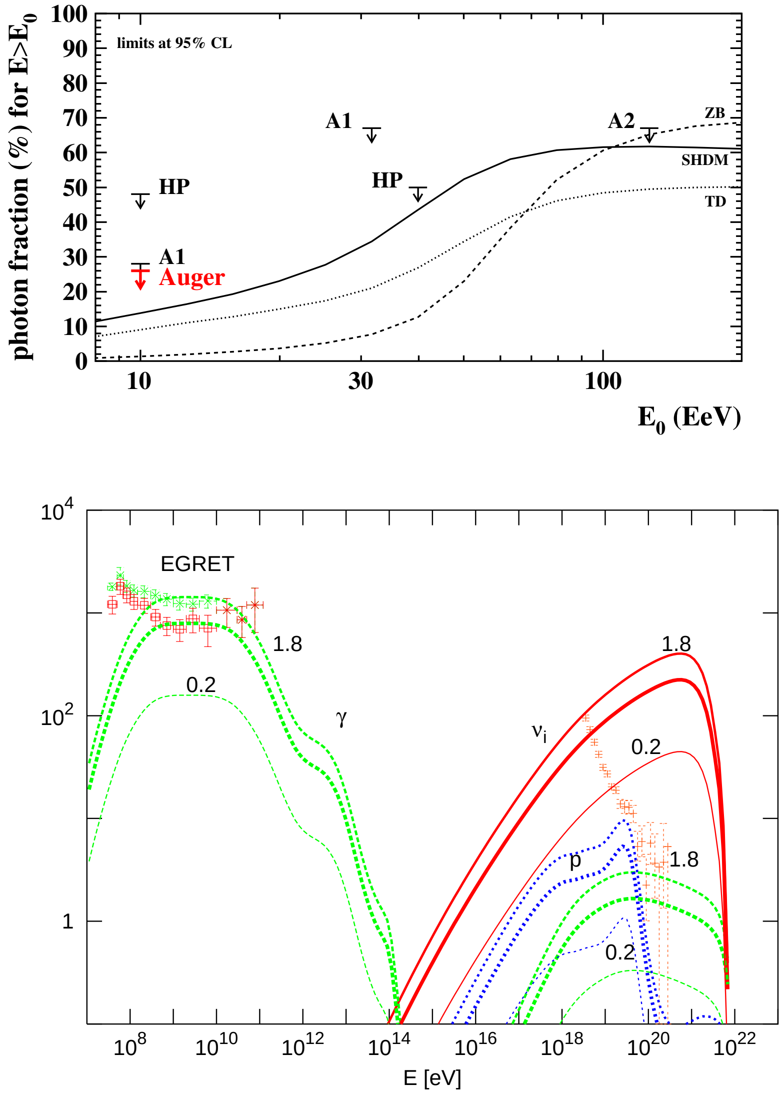



**FIG. 4.5 :** *Contraintes sur les modèles exotiques. Haut : Fractions de photons prédites par des modèles de matière noire, défauts topologiques et Z-burst, comparée aux contraintes Auger, AGASA et Haverah Park [70]. Bas : flux de protons (bleu), photons (vert) et neutrinos (rouge) prédits dans un modèle de défauts topologiques, comparé aux spectres des UHECRs et du fond diffus extragalactique au GeV [71].*

En conclusion, certains de ces modèles exotiques ne sont pas exclus à l'heure actuelle, mais un ensemble d'indications fait qu'ils peuvent apparaître moins attirants qu'il y a quelques années encore : absence de coupure GZK remise en cause par HiRes ; absence pour l'instant d'observations de photons ou de neutrinos UHE ; contraintes EGRET... Nous privilégions donc une origine astrophysique des UHECRs, sans oublier les innombrables problèmes que cette hypothèse entraîne.

## 4.2 Interactions sur les fonds cosmiques et particules secondaires

Nous décrivons ici les interactions subies par les UHECRs au cours de leur propagation, c'est-à-dire les processus de pertes d'énergie dûs essentiellement aux champs de photons denses qui baignent l'Univers à grande échelle. Seront successivement présentées les interactions des nucléons, des noyaux, et des photons.

Le cas des photons est un peu particulier car un unique photon d'ultra-haute énergie génère rapidement toute une cascade électromagnétique dont le spectre s'étend jusqu'à basse énergie. Par ailleurs, on considérera ici que l'Univers est transparent aux neutrinos. La propagation de neutrinos UHE sur des distances cosmologiques assure de plus un mélange des saveur, c'est-à-dire que, quelle que soit la nature des neutrinos à la source, on attend sur Terre un rapport de saveurs $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau \sim 1 : 1 : 1$, ce qui justifie l'intérêt porté à la détection de $\nu_\tau$ dans Auger.

♠ *Nous ne décrivons pas ici les interactions des UHECRs au voisinage de leur source, ni bien sûr dans l'atmosphère et la magnétosphère terrestres. Néanmoins, la frontière entre interactions des UHECRs au cours de la propagation et interactions à la source peut être ténue, en particulier à l'échelle des amas de galaxies que l'on peut considérer comme sources ou milieu de propagation.*

Enfin, il est possible que la physique de ces interactions soit modifiée à ces énergies par des effets spéculatifs générant une violation de l'invariance de Lorentz (LIV). Un effet possible de la LIV est le décalage du seuil GZK à des énergies élevées, ce qui expliquerait ainsi naturellement l'absence de coupure vue par AGASA par exemple. Des idées sur la LIV seront présentées à la fin de cette partie.

### 4.2.1 Interactions des nucléons d'ultra haute énergie

Protons et neutrons de haute énergie interagissent avec le CMB, ainsi que de manière sous-dominante avec le fond diffus infrarouge (CIB), par production de paire et photoproduction de mésons.

#### Production de paire

Il s'agit du processus $p\gamma \to pe^+e^-$, où un proton de haute énergie sert de « catalyseur cinématique » à la transformation d'un photon de basse énergie $\epsilon$ en paire $e^+e^-$. Le seuil de cette réaction s'obtient en développant :

$$\sqrt{s_{th}} \approx m_p + E_\gamma^{CM} = m_p + 2m_e$$

Le centre de masse étant le référentiel de repos du proton, on en tire :

$$E_{th} \approx \frac{m_e m_p}{\epsilon} \approx 4.8 \times 10^{14} \left(\frac{\epsilon}{\text{eV}}\right)^{-1} \text{eV}$$

Pour un photon typique du CMB, $\epsilon \sim 10^{-3}$ eV entraîne $E_{th} \sim 5 \times 10^{17}$ eV. L'inélasticité de cette réaction est très faible (inférieure à $10^{-3}$), ce qui justifie l'utilisation de l'approximation des pertes continues (CEL) pour cette interaction. La perte d'énergie pour un nucléon de facteur de Lorentz $\gamma$ peut s'exprimer sous la forme [78] :

$$\frac{dE}{dx} = -\alpha r_0^2 (m_e c^2)^2 \int_2^\infty d\xi \, n\left(\frac{\xi m_e c^2}{2\gamma}\right) \frac{\phi(\xi)}{\xi^2}$$

La fonction $\phi(\xi)$ est obtenue par intégration de la section efficace sur l'espace des phases, et $n$ est la densité du fond de photons considéré. En pratique, seul le CMB est important pour cette interaction. La production de paire est le processus de perte d'énergie dominant pour les protons aux énergies sub-GZK. La distance de perte d'énergie est minimale autour de $2 \times 10^{19}$ eV et reste toujours supérieure à 1 Gpc.

#### Photoproduction de pions

La production de photopions est à l'origine de la suppression GZK. Il s'agit de la réaction $N\gamma \to$ divers produits (un nucléon et un pion le plus fréquemment), où $N$ est un proton ou un neutron. Le carré de l'énergie dans le centre de masse s'écrit :

## Le fond diffus infrarouge (CIB) et le fond diffus radio (CRB)

Parmi les fonds diffus jouant un rôle dans les interactions des UHECRs, le CMB est le mieux connu. Il est homogène à $10^{-5}$ près, l'évolution de sa température avec le redshift est $T(z) = T_0(1+z)$ ; c'est donc pratiquement le seul paramètre intervenant dans la physique des UHECRs qui ne soit pas une source d'incertitudes !
**Le fond diffus infrarouge** joue un rôle certain dans le développement des cascades électromagnétiques ainsi que dans les interactions des noyaux lourds (son rôle est plus marginal pour les nucléons). Il y a deux contributions à ce fond :

– L'émission stellaire des galaxies, en prenant en compte l'effet de redshift. Les longueurs d'onde où cette contribution compte le plus sont de l'ordre du $\mu m$.
– La réémission d'infrarouge par la poussière froide des galaxies. Les longueurs d'onde associées sont $\sim 100\mu m$.

Des modèles semi-empiriques se proposent d'estimer ainsi ce fond [74]. De nombreuses incertitudes viennent entacher les prédictions, comme par exemple la forme de l'IMF (distribution initiale en masse des étoiles, qui détermine le spectre émis par une population d'étoiles d'âge donné). La luminosité des sources évoluant avec le redshift, il doit en aller de même pour le CIB. D'un point de vue observationnel, les mesures du CIB sont compliquées par la présence des avant-plans galactiques, qu'il faut soustraire en utilisant des modèles d'émission de poussière. Des mesures ont été faites en particulier par l'instrument DIRBE qui se trouvait à bord de COBE. Le CIB peut aussi être contraint de manière indirecte en intégrant les émissions infrarouge *individuelles* des galaxies, ce qui fournit une limite inférieure au CIB. D'autre part, en utilisant le fait que l'on n'observe pas encore à l'heure actuelle d'atténuation du spectre au-delà du TeV des blazars à grands redshifts, HESS a récemment publié une limite supérieure sur le CIB (aux courtes longueurs d'ondes seulement) [75]. Au final, les progrès théoriques et observationnels ont permis depuis COBE de contraindre assez fortement l'ordre de grandeur du CIB, mais les détails de son spectre demeurent hypothétiques.
**Le fond diffus radio**, aux longueurs d'ondes supérieures à celles du CMB, importe surtout pour les interactions des photons super-GZK [76]. Il est a priori dû au rayonnement radio des galaxies normales et des radiogalaxies. Des estimations théoriques ont été calculées, et des mesures en ont été faites, là encore potentiellement biaisées par l'avant-plan galactique. Les estimations de ce fond semblent encore bien moins contraintes que celles du CIB.

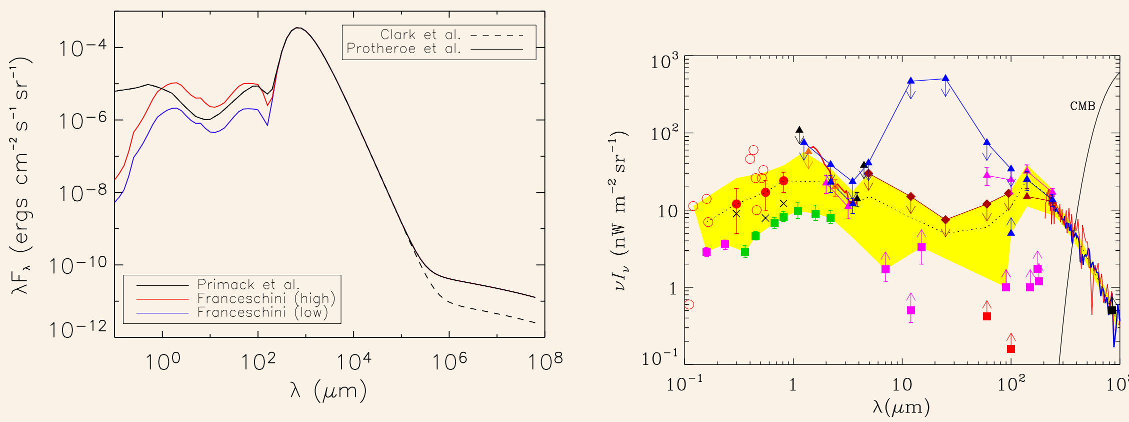



**Figure :** *Gauche : Spectre global du fond extragalactique de photons de basse énergie. Le CMB est parfaitement déterminé, alors que les CIB (à courtes $\lambda$) et CRB (à grandes $\lambda$) ont des spectres variant selon les auteurs, quelques exemples étant représentés sur la figure. Droite : Revue des contraintes expérimentales sur le CIB [77]. Les points verts sont obtenus par intégration de la lumière de sources détectées. Les données à grande longueur d'onde sont de COBE-FIRAS (ligne) et DIRBE (points).*

$$s = m_N^2 + 2E_p\epsilon(1-\cos\theta)$$

Le seuil cinématique est déterminé en imposant $\sqrt{s_{th}} = m_N + m_\pi$, soit :

$$E_{th} = \frac{m_\pi}{4\epsilon}(2m_N + m_\pi) \approx 6.8\times10^{16}\left(\frac{\epsilon}{\text{eV}}\right)^{-1}\text{eV}$$

Le seuil sur les photons du CMB (dépendant du choix de $\epsilon$) est de l'ordre de 40 EeV. La réaction peut néanmoins avoir lieu à plus basse énergie sur les photons du CIB (voir encadré), qui jouent un rôle non négligeable à $E \sim 20-30$ EeV [79]. La section efficace associée à cette interaction est bien connue sur accélérateur, où les photons interagissent avec des protons-cibles. La section efficace est maximale à la masse de la résonance $\Delta^+$ à 1230 MeV. On a alors $\sigma \sim 500\mu b$. À plus haute énergie, la section efficace décroît jusqu'à $100\mu b$ puis augmente lentement. Les sections efficaces des protons et neutrons sont très voisines. L'inélasticité de cette réaction est importante ($\sim 20\%$ au seuil), et on définit donc deux distances : la longueur d'interaction $L_{\text{int}}$, et la longueur de perte d'énergie $L_{\text{perte}} = -Edx/dE$. L'inélasticité $K_{el}$ étant égale à la perte relative d'énergie $\Delta E/E$ du nucléon à chaque interaction, ces deux longueurs sont reliées par $L_{\text{perte}} = L_{\text{int}}/K_{el}$. Cette grande inélasticité rend stochastique le processus des pertes d'énergie d'un nucléon dans le CMB ; **l'utilisation de simulations Monte-Carlo (consistant à suivre les pertes d'énergie de particules individuelles) permet de prendre en compte cette stochasticité**, contrairement à l'utilisation d'un système d'équations de transport (qui n'étudient que la densité spectrale de nucléons $n(E,z)$).

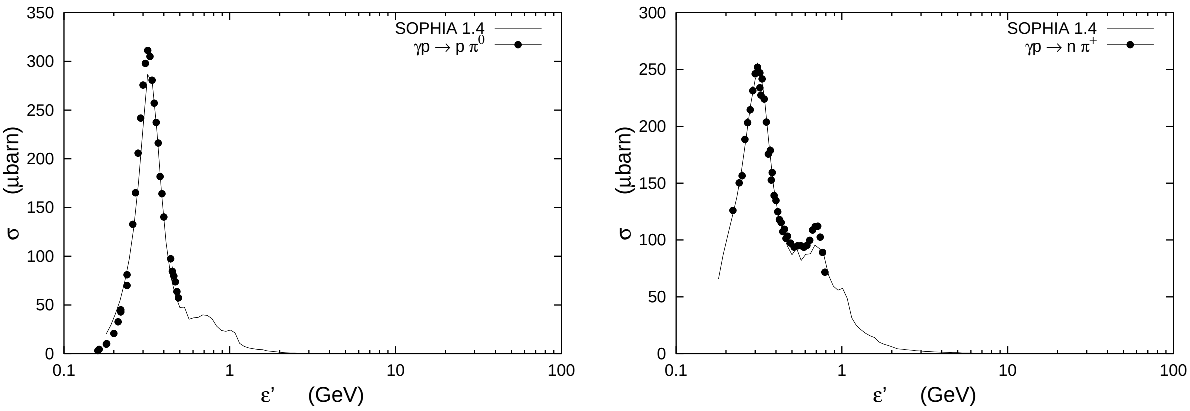



**FIG. 4.6 :** *Sections efficaces totales des réactions générant un pion unique $\gamma p \to \pi^0 p$ et $\gamma p \to \pi^+ p$ : comparaison des données d'accélérateur et des simulations SOPHIA [80].*

Le taux d'interaction d'un nucléon de grand facteur de Lorentz dans le référentiel terrestre s'écrit :

$$R(E) = \frac{1}{8E^2}\int_{\epsilon_{th}}^{\infty} d\epsilon \frac{n(\epsilon)}{\epsilon^2}\int_{s_{th}}^{s_{\max}} ds(s-m_N^2)\sigma_{N\gamma}(s)$$

où $\sigma_{N\gamma}$ est la section efficace photohadronique totale, et $\epsilon_{th} = (s_{th} - m_N^2)/2(E+p)$ et $s_{\max} = m_N^2 + 4E\epsilon$. $n(\epsilon)$ est la densité de l'ensemble des fonds de photons. Dans une simulation Monte-Carlo, ce taux sert à estimer si un nucléon subit ou non une photoproduction de pion au cours d'un petit intervalle de temps donné. Dans l'affirmative, il faut ensuite préciser quels sont les produits finaux de l'interaction. Cela dépend du processus exactement impliqué [80] :

– A basse énergie, le nucléon est excité en une résonance baryonique par l'absorption du photon, qui se désintègre ensuite généralement en un nucléon et un pion. Si la nature du nucléon est conservée, le pion émis est un $\pi^0$, générant ainsi des photons à ultra-haute énergie, les « photons GZK ». Si la nature du nucléon change (ce qui a environ une chance sur deux de se produire à l'énergie de la résonance $\Delta^+$), le

pion émis est un $\pi^+$ ou un $\pi^-$, générant en bout de chaîne de désintégration des neutrinos (les neutrinos GZK, dits « cosmogéniques ») et des $e^{+/-}$ d'ultra-haute énergie.
- Il peut aussi y avoir production directe de pion, que l'on peut considérer comme la diffusion électromagnétique d'un méson virtuel associé au nucléon ; ce méson gagne suffisamment d'énergie lors de l'interaction avec le photon pour se matérialiser. Dans ce cas, le pion émis est forcément chargé, donc la nature du nucléon doit changer.
- Aux plus hautes énergies, les interactions photohadroniques ont comme produits finaux plusieurs hadrons (on parle de production de pions multiple).

Pour conclure, la photoproduction de pions, en particulier sur le CMB, est la plus importante des interactions pour les nucléons d'ultra-haute énergie. Elle réduit l'horizon des particules, qui passe de plusieurs centaines de Mpc à 30 EeV à une vingtaine de Mpc à $2 \times 10^{20}$ eV, limitant ainsi les sources possibles des particules de plus haute énergie. Notons enfin que la longueur d'interaction GZK est même plus faible encore à grand redshift, en raison de la variation de la température du CMB avec le redshift (voir Fig. 4.7).

#### Désintégration des neutrons

Les neutrons, étant neutres, ne sont a priori pas accélérés aux sources d'UHECRs. Ils peuvent néanmoins être créés par interactions $pp$ au voisinage des sources ; de plus, ils sont générés lors des interactions de photoproduction de pion des protons. Ils se désintègrent ensuite suivant $n \to p\bar{\nu}_e e^-$. Voilà encore une source de neutrinos et de particules électromagnétiques secondaires à ultra-haute énergie. L'énergie du proton issu de la désintégration s'obtient en utilisant le fait que son énergie cinétique est négligeable dans le référentiel de repos du neutron ; autrement dit $\Gamma_p \approx \Gamma_n$ et donc $E_p \approx E_n m_p/m_n \approx 0.9986 E_n$.

La distance de désintégration vaut $L_{\rm des} = c\tau_n\Gamma_n$ où la durée de vie du neutron est $\tau_n \approx 885$ s, soit [81] :

$$L_{\rm des} \approx 0.9 \left(\frac{E_n}{10^{20}\mathrm{eV}}\right) \mathrm{Mpc}$$

Cette relation a des conséquences intéressantes :
- A $E = 1$ EeV, on a $L_{\rm des} = 9$ kpc. Cela a amené des auteurs à envisager qu'une source de neutrons venant du centre galactique à l'EeV pourrait être observée (voir chapitre précédent).
- A $E = 100$ EeV, $L_{\rm des} \sim 1$ Mpc. Il y a donc peu d'espoir de voir une source astrophysique UHE grâce à sa composante « neutrons ».

#### Effet de redshift

L'expansion de l'Univers entraîne des « pertes adiabatiques » d'énergie pour les rayons cosmiques se propageant sur des distances cosmologiques. La longueur de perte d'énergie associée actuellement est $L_{\rm red}(z = 0) = c/H_0 \approx 4000$ Mpc en prenant $H_0 = 75\,\mathrm{km\ s^{-1}Mpc^{-1}}$.

### 4.2.2 Interactions des noyaux

Un noyau de masse $A$ et de charge $Z$ est caractérisé par :
- son énergie $E$ ;
- sa rigidité $R = E/Ze$. Elle détermine les déflections du noyau dans un champ $\vec{B}$. Par ailleurs, en ne prenant pas en compte les pertes d'énergie, la rigidité maximale $R_{\rm max}$ accessible en une source donnée sera la même pour tous les noyaux (critère de Hillas), et donc on a $E_{\rm max}(Z) = Ze \times R_{max} \propto Z$ ;
- son facteur de Lorentz $\gamma \simeq E/m_pA$. On peut aussi utiliser l'énergie par nucléon $E/A = m_p\gamma$. Cette caractéristique est utile dans l'étude des pertes d'énergie.

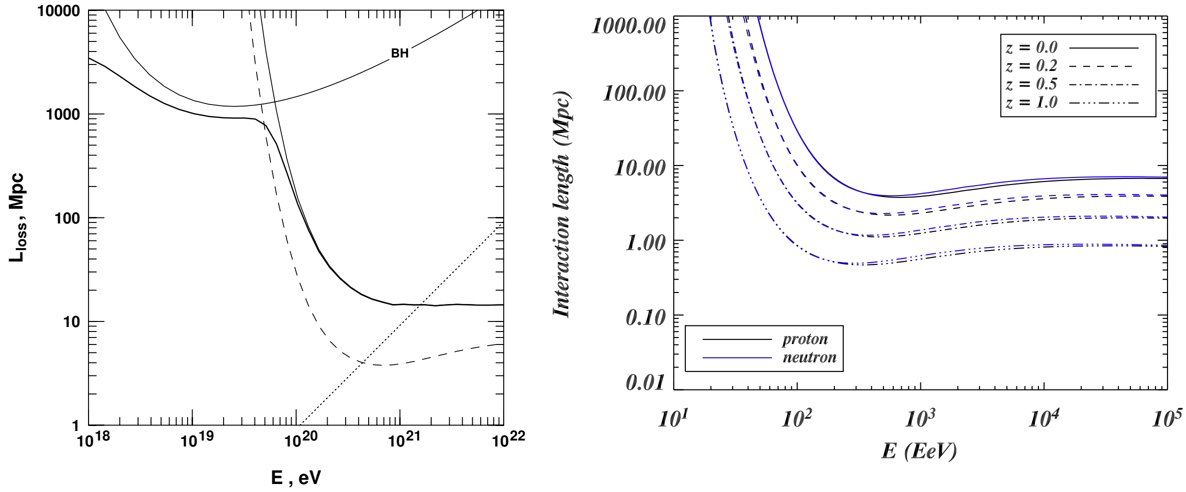



**FIG. 4.7 :** *Gauche : Pertes d'énergie des nucléons [82]. Les deux lignes continues fines représentent les distances de perte d'énergie des protons par production de paire et de pion (sur le CMB uniquement). La ligne continue épaisse représente la distance totale de perte, incluant l'effet de redshift. La ligne en tirets est la distance d'interaction pour la photoproduction de pions. La ligne en pointillés représente la longueur de désintégration du neutron. Droite : Effet du redshift et de la nature du nucléon sur la longueur d'interaction GZK, obtenu avec SOPHIA.*

Les noyaux subissent, comme les nucléons, les interactions de production de paire et de photoproduction de pions. Pour un noyau $(Z, A, E)$, la perte d'énergie par production de paire est environ $Z^2/A$ fois plus grande que celle d'un proton d'énergie $E/A$, et le minimum de $L_{\mathrm{perte}}$ est à l'énergie $\sim 2Z \times 10^{19}$ eV, plus élevée que pour un nucléon seul [83]. Il en va de même pour la photoproduction de pion : le paramètre pertinent pour estimer le seuil étant le facteur de Lorentz, l'énergie de seuil de cette réaction est repoussée aux plus hautes énergies. La section efficace de photoproduction de pion des noyaux se comporte à peu près comme le facteur géométrique associé à la taille du noyau $A^{2/3}$.

### La photodésintégration

L'interaction dominante des noyaux aux énergies trans-GZK est la photodésintégration [83]. Celle-ci consiste en l'absorption d'un photon, générant un état instable, puis en l'expulsion rapide d'un ou plusieurs nucléons lorsque l'énergie du photon par rapport au noyau est de l'ordre de l'énergie de liaison de ses nucléons. Pour une énergie dans le centre de masse de 10 – 30 MeV, cette interaction est dominée par la résonance dipolaire géante (GDR). Aux énergies supérieures (jusqu'à $\sim 150$ MeV), des pertes d'énergie impliquant la perte de plusieurs nucléons entrent en jeu.

- La plupart du temps, aux énergies GZK, un nucléon est arraché au noyau, sans autre perte d'énergie notable. Le facteur de Lorentz du noyau, c'est-à-dire $E/A$ est donc conservé au cours de la cascade de photodissociations qu'il subit.
- La distance de perte d'énergie diminue fortement à $E \sim 10^{20}$ eV, atteignant $\sim 10$ Mpc.

Le calcul des pertes d'énergie des nucléons se fait à partir des sections efficaces de photodésintégration. En notant $\sigma_{A,i}$ la section efficace totale de perte de $i$ nucléons pour un noyau de masse $A$, le taux de photodésintégration s'écrit :

$$R_{A,i} = \frac{1}{2\gamma^2} \int_0^\infty d\varepsilon \frac{n(\varepsilon)}{\varepsilon^2} \int_0^{2\gamma\varepsilon} d\varepsilon' \varepsilon' \sigma_{A,i}(\varepsilon')$$

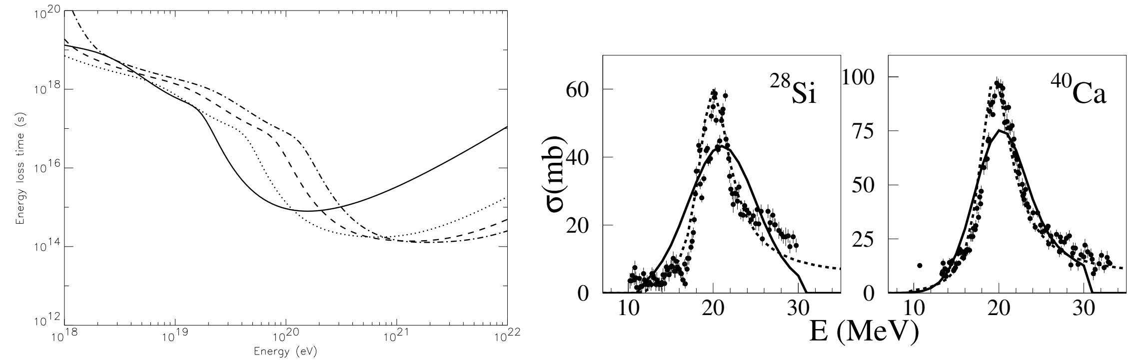



**FIG. 4.8 :** *Gauche : Temps de perte d'énergie pour la photodésintégration (seule) sur le CMB et le CIB [84] ; dans l'ordre en commançant par la ligne continue : He, C, Si et Fe. Droite : Sections efficaces de photoabsorption du Si et du Ca. Les données expérimentales sont comparées aux paramétrisations de [83] (lignes continues) et de [85] (tirets).*

Puis :

$$R_A = \sum_i i R_{A,i}$$

La densité de photons de basse énergie doit prendre en compte le CMB et le CIB. La contribution du CIB est importante (voir encadré), et donc elle est la source d'une incertitude sur le taux d'interaction réel des noyaux, qui est bien plus faible pour les nucléons. Les premières estimations du CIB utilisées dans [83] ont été mises à jour dans [86], en prenant en compte les contraintes observationnelles récentes. Par ailleurs, la paramétrisation simple des sections efficaces proposée par [83] a été récemment améliorée [85], en utilisant des améliorations dans les modèles d'interactions et en prenant en compte un plus grand nombre d'isotopes dans la chaîne de dissociation.

En conclusion, la photodissociation des noyaux permet de prédire l'existence d'une coupure spectrale similaire à l'effet GZK pour les noyaux. **Cela rend très robuste la prédiction de l'effet GZK dans le cas des modèles astrophysiques d'UHECRs.**

### 4.2.3 Cascades électromagnétiques

Les photons ainsi que les électrons et positrons d'ultra-haute énergie développent dans le milieu intergalactique des cascades électromagnétiques dont le spectre est centré autour d'énergies globalement décroissantes avec la distance parcourue, et peut descendre dans le domaine très intéressant à l'heure actuelle de l'astronomie gamma, du MeV au TeV. Les processus susceptibles de générer des $\gamma$ ou des $e^{\pm}$ sont les suivants :
- La production de paires des protons sur le CMB, discutée ci-dessus, génère naturellement des paires $e^+ e^-$ .
- La photoproduction de pions génère d'une part des $e^{\pm}$ via le canal $\pi^{\pm}$, et d'autre part directement des $\gamma$ par désintégration des $\pi^0$.
- La désintégration des neutrons génère des électrons.
- Enfin on a vu que les modèles plus spéculatifs prédisent de manière générique la production directe d'une quantité importante de photons.

La cascade électromagnétique allant des ultra-hautes énergies aux énergies de l'astronomie gamma se développe de la manière suivante : les photons produisent des paires $e^{\pm}$ sur les fonds diffus cosmiques de basse énergie ; parallèlement, les $e^{\pm}$ interagissent par diffusion Compton inverse (ICS) sur ces mêmes fonds, et peuvent aussi émettre du rayonnement synchrotron en présence de champs magnétiques. Une cascade se développe ainsi sur des échelles quasi-cosmologiques, analogue à la composante électromagnétique des EAS. Pour rentrer plus en détails, les interactions les plus pertinentes sont les suivantes :

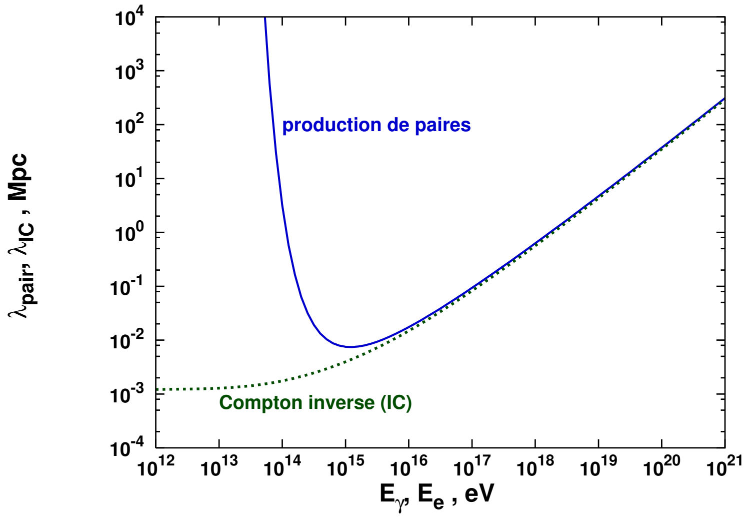



**FIG. 4.9 :** *Longueurs d'interaction des photons sur le CMB associées à la production de paires et à la diffusion Compton inverse. D'après [87].*

1. **Production de paires.** Elle s'écrit :

$$\gamma\gamma_{\text{fond}} \longrightarrow e^-e^+$$

La section efficace est bien connue et s'écrit, avec $\beta = (1 - 4m_e^2/s)^{1/2}$ :

$$\sigma_{pp} = \sigma_{\text{Thomson}} \frac{3}{16}(1-\beta^2)\left((3-\beta^4)\ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\beta(2-\beta^2)\right)$$

Le processus a un caractère résonant et la section efficace a un maximum à $E \sim 1$ PeV sur les photons du CMB. On attend ainsi naturellement l'observation d'une « coupure » dans le spectre de sources VHE situées à distance cosmologique. Pour des photons à $10^{20}$ eV, le fond pour lequel on est à la résonance est par contre autour du MHz ; la densité du fond radio extragalactique, qui est très mal connue (voir encadré précédent), a donc un rôle important et est une source d'incertitudes non négligeable concernant les pertes d'énergie d'éventuels photons d'ultra-haute énergie.

2. **Production de double paires.** Il s'agit d'un processus QED d'ordre plus élevé :

$$\gamma\gamma_{\text{fond}} \longrightarrow e^-e^+e^-e^+$$

Ce processus est néanmoins à prendre en compte aux plus hautes énergies (au-delà de $10^{20}$ eV), où il augmente significativement les pertes d'énergie sur le CMB.

3. **Diffusion Compton inverse.** Il s'agit du processus :

$$e\gamma_{\text{fond}} \longrightarrow e\gamma$$

La section efficace s'écrit en toute généralité, avec $\beta = (s - m_e^2)/(s + m_e^2)$ :

$$\sigma_{ICS} = \sigma_{\text{Thomson}} \frac{3m_e^2}{8s\beta}\left(\frac{2}{\beta(1+\beta)}(2+2\beta-\beta^2-2\beta^3) - \frac{2-3\beta^2-\beta^3}{\beta^2}\ln\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)$$

Aux hautes énergies, la distance de perte d'énergie est très proche de celle de la production de paire, comme le montre la Fig. 4.9. Par ailleurs, on est dans ce cas dans le régime dit extrême de Klein-Nishina :

l'essentiel de l'énergie initiale va à un seul des deux secondaires de la réaction. Du coup, la cascade $\gamma \to e \to \gamma \to$ ... est quasi parfaite, et l'énergie du photon initial ne sera que lentement dégradée. Au voisinage du seuil de production de paire, la distribution de l'énergie injectée est plus équilibrée entre les deux produits, ce qui accélère la dégradation en énergie de la cascade.

4. **Production de triplet.** Il s'agit de $e\gamma_{\text{fond}} \longrightarrow ee^-e^+$. C'est une interaction qui n'est pas prépondérante mais qui joue un rôle dans le développement de la cascade aux plus hautes énergies ($E \geq 10^{17}$ eV).
5. **Rayonnement synchrotron.** La composante chargée de la cascade électromagnétique émet du rayonnement synchrotron dans les champs $\vec{B}$ extragalactiques. Les incertitudes associée à ces champs sont importantes (voir prochaine section), mais il est très probable que le processus synchrotron joue un rôle crucial sur de grandes distances. En moyennant sur les orientations du champ magnétique, le taux de perte d'énergie est proportionnel à $B^2$, $E^2$ et $m^{-4}$. Ces pertes d'énergie sont donc négligeables pour des protons et au contraire énormes pour des $e^{\pm}$. Le spectre des photons émis par rayonnement synchrotron dans un tel champ magnétique d'orientation « aléatoire » a une forme bien définie, qui s'exprime en fonction d'intégrales de Bessel ; l'énergie caractéristique de ce rayonnement est :

$$E_{\text{syn}} \sim 6.8 \times 10^{11} \left(\frac{B}{0.1\mu G}\right) \left(\frac{E}{10^{19}\,\text{eV}}\right)^2 \text{ eV}$$

Si les champs $\vec{B}$ sont assez importants (mais nous verrons plus bas que $0.1\mu G$ est une valeur raisonnable), les pertes d'énergie des $e^{\pm}$ sont élevées et cette énergie est directement transférée dans des bandes de fréquence typiquement au GeV.

La physique des interactions associées à ces cascades électromagnétiques est bien connue. Les incertitudes concernent les fonds extragalactiques : fond infrarouge et radio, mais aussi les champs magnétiques. L'intérêt majeur de l'étude de ces cascades est qu'elles relient naturellement les ultra-hautes énergies à l'astronomie $\gamma$, permettant ainsi de poser des contraintes indirectes sur la physique des UHECRs.

♠ *Cet inventaire (un peu long mais pas totalement exhaustif) des interactions des protons, noyaux et composantes électromagnétiques sera indispensable pour la suite afin de comprendre et prédire les propriétés spectrales de sources d'UHECRs par exemple.*

### 4.2.4 La violation de l'invariance de Lorentz

Un certain nombre de développements théoriques actuels laissent penser que les lois cinématiques de la relativité pourraient être violée de manière générique aux plus hautes échelles d'énergie. C'est le cas des cadres théoriques de la gravitation quantique qui sont actuellement les plus étudiés comme la gravitation à boucles, voire de modèles branaires. Il est naturel de penser qu'à l'échelle de Planck ($M_{Pl} \sim 10^{28}$ eV), la structure de l'espace-temps n'est plus la même qu'aux échelles usuelles de la physique des hautes énergies, et par conséquent n'a plus les mêmes symétries : il se peut que la quantification de l'espace-temps lui confère une nature discrète.

Une telle violation de l'invariance de Lorentz (LIV) génèrerait une modification des règles de la cinématique, et en conséquence pourrait déplacer au-delà de $10^{20}$ eV le « seuil » GZK associé à la photoproduction de pions sur le CMB.

♠ *Nous traitons de la LIV ici, car si elle n'est pas une interaction proprement dite, elle constitue un moyen extrêmement élégant, voire naturel, de contourner l'effet GZK. L'annonce par AGASA de l'absence d'atténuation GZK a été pour beaucoup dans le développement théorique des modèles de LIV. Si l'effet GZK est effectivement observé, ces développements ne seront néanmoins pas perdus : l'observation éventuelle de l'effet GZK posera des contraintes que toute théorie de gravitation quantique devra respecter.*

La difficulté à l'heure actuelle est que les théories fondamentales ne sont pas assez évoluées pour fournir des prédictions précises. On trouvera par exemple dans [88] une discussion montrant comment la LIV est générée dans le cadre de la gravité à boucles. Intuitivement, aux plus petites échelles l'espace-temps acquiert une nature discrète qui brise donc l'invariance par rotation et par boost.

Du coup, un certain nombre de paramétrisations purement phénoménologiques de la LIV ont été proposées. Une façon naturelle d'introduire de la LIV est, dans le cadre d'une théorie effective de champs, de rajouter au lagrangien du modèle standard des termes correctifs violant explicitement la symétrie de Lorentz. Une classification systématique des extensions possibles existe. Deux types de termes correctifs existent pour QED : les termes renormalisables (dimensions $\leq 4$), comme par exemple $c_{ab}\bar{\Psi}\gamma^a\partial^b\Psi$ pour les fermions, et les termes non-renormalisables (dimensions $\geq 5$), pour lesquels on doit explicitement faire apparaître $M_{Pl}$. On montre que les opérateurs de dimension 5 violant l'invariance de Lorentz dans le cadre de QED sont forcément de la forme :

$$\frac{\kappa}{2M_{Pl}}u^\mu F_{\mu\nu}(u\cdot\partial)u_\lambda\tilde{F}^{\lambda\nu} + \frac{1}{2M_{Pl}}u^\mu\bar{\Psi}\gamma_\mu(\lambda_1+\lambda_2\gamma_5)(u\cdot\partial)^2\Psi$$

En rajoutant ces termes au lagrangien et en résolvant les équations associées pour les champs libres, on obtient que les relations de dispersion fondamentales de la particule libre (photon ou électron) sont modifiées. L'essentiel des cas est couvert par la paramétrisation suivante des relations de dispersion (qui dépend a priori du type de particule) :

$$E^2 = p^2 + m^2 - 2dE^2 - \xi\frac{E^3}{M_{Pl}} - \zeta\frac{E^4}{M_{Pl}^2} \qquad |d|,|\xi|,|\zeta| \ll 1$$

Le premier terme correctif est associé à des opérateurs renormalisables en théorie effective des champs, les termes suivants à des opérateurs non renormalisables. Le fait que la LIV entraîne une modification des relations de dispersion n'est pas surprenant. On sait par exemple qu'en physique du solide, la non-linéarité des relations de dispersion des phonons est directement due à la structure discrète des cristaux (la relation de dispersion redevenant linéaire en approximation de milieu continu).

**Conséquences phénoménologiques**

On peut déduire de ces relations de dispersion modifiées des conséquences phénoménologiques directement testables [89]. Nous en décrivons maintenant quelques-unes. Ces conséquences sont généralement obtenues en écrivant explicitement la conservation du quadrivecteur énergie-impulsion (il s'agit là d'une hypothèse supplémentaire forte, non garantie a priori par la théorie).

- Un résultat important est que le signe du coefficient $\xi$ change en fonction de l'hélicité du fermion et du photon. La relation de dispersion étant fonction de l'hélicité, on peut donc parler de **biréfringence du vide**, analogue à ce qui se produirait en présence d'un champ magnétique. Le plan de polarisation d'un photon polarisé rectiligne tourne alors au cours de sa propagation, d'un angle dépendant de son énergie. Du coup, un paquet d'ondes (non monochromatique) initialement polarisé rectiligne doit être dépolarisé au cours de sa propagation sur des distances cosmologiques. La mesure de lumière polarisée émise par des sources lointaines pose ainsi directement des contraintes sur $\xi$.
- **La vitesse de groupe** $v_g = \frac{dE}{dp}$ est modifiée. Le terme $-\xi\frac{E^3}{M_{Pl}}$ entraîne par exemple, dans le domaine $m \ll E \ll M_{Pl}$ qui nous intéresse en astroparticules :

$$v_g = \frac{p}{E + \frac{3\xi E^2}{2M_{Pl}}}$$

Comme par ailleurs on a $p = E\left(1 + \frac{\xi E}{2M_{Pl}}\right)$, on en tire au premier ordre :

$$v_g = 1 - \frac{\xi E}{M_{Pl}}$$

Cela génère des délais temporels dans l'émission de signaux provenant d'une source située à une distance cosmologique $r$, dont l'ordre de grandeur est le suivant :

$$\Delta t \simeq \xi \left(\frac{r}{100\,\mathrm{Mpc}}\right)\left(\frac{E}{\mathrm{TeV}}\right) \text{ sec}$$

Des contraintes sur $\xi$ peuvent ainsi être obtenue grâce à l'observation multi-longueur d'onde de GRBs [90].

– Enfin, la modification des règles de la cinématique change les **seuils de réactions**. Des modifications substantielles de la cinématique sont typiquement attendues lorsque le terme correctif de LIV devient comparable à $m^2$ (nous pensons ici naturellement à une réaction de type photoproduction de pions). Dans le cas du terme en $\xi$, cela a lieu pour :

$$\xi \sim 10^{-14}\left(\frac{m}{\mathrm{GeV}}\right)^2\left(\frac{E}{10^{20}\,\mathrm{eV}}\right)^{-3}$$

On voit ainsi l'ordre de grandeur des paramètres de LIV qui vont pouvoir être sondés par la (non)-observation de l'effet GZK. La (non)-observation d'une coupure au TeV dans le spectre en photons de sources lointaines (réaction $\gamma\gamma_{\text{fond}} \longrightarrow e^-e^+$ décrite à la section précédente) poserait aussi des contraintes, qui seraient néanmoins plus lâches. Le calcul exact des modifications de seuil est un bel exercice de cinématique. En rajoutant uniquement le terme en $\xi$ comme correction de LIV, on peut poser $x = p_{\text{seuil}}/p_{\text{seuil},0}$, avec $p_{\text{seuil},0} = \frac{m_\pi}{4\epsilon}(2m_N + m_\pi)$ pour le seuil GZK des protons et $p_{\text{seuil},0} = \frac{m_e^2}{\epsilon}$ pour le seuil au TeV des photons (voir sections précédentes). Dans ce cas, on obtient une relation de la forme :

$$x - 1 = \alpha x^3 \quad \text{où} \quad \alpha \propto \xi$$

Le coefficient $\alpha$ dépend du seuil considéré. L'observation de $x \sim 1$ permettra donc de conclure $\alpha \leq 1$ et de contraindre ainsi $\xi$.

♠ *A l'heure actuelle, la non-observation de la biréfringence du vide grâce à la lumière UV polarisée de galaxies lointaines permet d'avoir la limite $|\xi| \lesssim 2 \times 10^{-4}$. L'observation de lumière polarisée provenant d'un GRB lointain permettrait, grâce au phénomène de modification de la vitesse de groupe, de limiter $|\xi| \lesssim 2 \times 10^{-15}$ ; mais ce résultat est controversé et n'a pas été confirmé par d'autres équipes [91]. Il est par contre très probable que l'observation de l'effet GZK permette de tester de manière fiable le domaine $|\xi| \sim 10^{-14}$.*

## 4.3 Les champs magnétiques : modèles et observations

Des champs magnétiques ont été mesurés dans de très nombreux objets de l'Univers. On les retrouve au voisinage de certaines planètes (dont la Terre) et des étoiles ; des champs magnétiques intenses existent dans certains objets violents, les étoiles à neutron par exemple.

Par ailleurs, la présence de champs magnétiques à beaucoup plus grande échelle a aussi été démontrée : notre galaxie tout comme les autres galaxies est baignée d'un champ d'intensité de l'ordre du $\mu G$ ; par ailleurs, de récentes observations montrent que les amas de galaxies eux-mêmes sont plongés dans un champ magnétique dont l'intensité et l'extension spatiale sont encore très incertaines. Enfin, rien n'interdit la présence d'un champ magnétique relativement faible à l'échelle cosmologique, pour lequel nous ne disposons à l'heure actuelle que de limites supérieures assez peu contraignantes.

À cause des incertitudes énormes qui les entourent, il est difficile de quantifier proprement l'effet de ces champs à grande échelle sur la propagation des UHECRs. Néanmoins, il est très probable qu'ils aient une influence, en tendant à rendre isotrope la distribution de leurs directions d'arrivée. Ceci rend nécessaire l'étude de leurs effets potentiels. Dans ce chapitre, nous allons passer en revue les connaissances actuelles sur les champs $\vec{B}$ galactiques et extragalactiques, ainsi que les modèles associés. Cette revue est indispensable avant d'étudier l'influence de ces champs sur la propagation des rayons cosmiques.

### 4.3.1 Techniques d'observation

Nous rappelons ici les méthodes traditionnelles d'études des champs $\vec{B}$ astrophysiques [92].

#### Effet Zeeman

Rappelons que l'effet Zeeman est une séparation des niveaux atomiques, et donc des raies spectrales associées, proportionnelle au champ $\vec{B}$ ambiant. Les mesures spectroscopiques permettent donc en théorie d'extraire des valeurs de champ magnétique local dans des objets astrophysiques, mais en fait le décalage en fréquence engendré par $\vec{B}$ est souvent faible comparé par exemple à la largeur thermique des raies : il faut des régions de basse température et fortement magnétisées pour aboutir à une détection. À l'intérieur de notre galaxie, c'est le cas dans des régions de formation d'étoiles et proche du centre galactique. Aucune détection ferme d'effet Zeeman n'a été faite hors de notre galaxie.

#### Polarisation de la lumière des étoiles

Dans les nuages de poussière galactique, il est admis que les grains de poussière allongés ont une orientation préférée dans un champ magnétique. Du coup, la lumière initialement non polarisée des étoiles acquiert une polarisation partielle en traversant ces nuages. Cela fournit une méthode efficace de mesure des champs magnétiques dans notre propre galaxie.

#### Émission synchrotron

L'intensité ainsi que la polarisation de l'émission synchrotron due à des électrons relativistes de plasmas magnétisés fournit une mesure des champs $\vec{B}$ dans un grand nombre d'objets, des pulsars aux amas de galaxies. La population générant l'émission synchrotron ayant un spectre en loi de puissance (il s'agit de particules accélérées par mécanisme de Fermi !), le spectre de l'émission synchrotron va aussi être en loi de puissance puisque l'émission d'une particule d'énergie fixée est piquée autour d'une fréquence fixe. Plus précisément, pour un spectre en énergie des électrons relativistes $n_e(E) \sim n_{e0} E^{-\gamma}$, le spectre synchrotron est :

$$j_\nu \sim n_{e0}\, \nu^{(1-\gamma)/2}\, B_\perp^{(1+\gamma)/2}$$

L'émission synchrotron est ainsi directement reliée à la densité en énergie $\epsilon_r$ des électrons relativistes et à l'intensité du champ $\vec{B}$ perpendiculaire à la ligne de visée. L'énergie cinétique de l'ensemble des particules du plasma est typiquement reliée à $\epsilon_r$ par $\epsilon_{\rm part} \simeq (1+k)\epsilon_r$ où $k \sim 100$. On voit que la mesure de l'intensité synchrotron ne lève pas la dégénerescence entre densité d'énergie du champ $\vec{B}$ et des particules du plasma. On a alors recours à un *ansatz*, plus ou moins fondé : on suppose que la densité d'énergie est équirépartie entre les particules et le champ magnétique. Cette hypothèse d'équirépartition est équivalente à minimiser la densité d'énergie totale du plasma par rapport à l'amplitude du champ $\vec{B}$. Elle permet alors d'obtenir une autre équation reliant $n_{e0}$ et $B_\perp$, et donc d'estimer l'amplitude du champ magnétique dans le plasma. L'utilisation de cette hypothèse reste toujours controversée, mais elle a néanmoins été validée au moins dans notre propre galaxie, grâce, entre autres, à la mesure in-situ de la densité des rayons cosmiques qui permet de lever la dégénerescence sans hypothèse aucune.

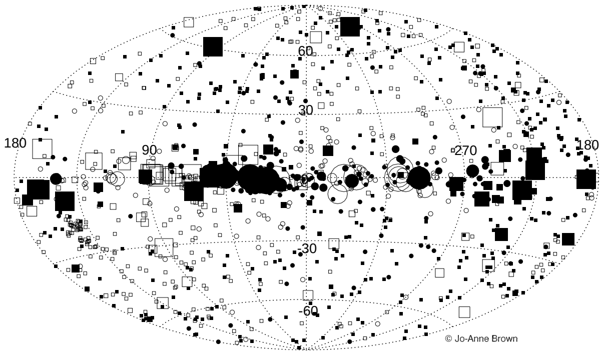



**FIG. 4.10 :** *Compilation récente de 1203 mesures de rotations de Faraday, en coordonnées galactiques [93]. Les symboles pleins sont des $RM > 0$, et vides $RM < 0$. La taille est proportionnelle à la $RM$. Les carrés sont associés à des radiosources extragalactiques, alors que les cercles indiquent des sources galactiques (des pulsars). On observe nettement des structures à grande échelle dues à l'avant-plan galactique.*

**Rotation de Faraday**

Les ondes électromagnétiques polarisées circulairement gauche et droite n'ayant pas la même vitesse de phase dans un plasma magnétisé, le plan de polarisation d'une onde polarisée rectilignement, de longueur d'onde $\lambda$, tourne en traversant un tel milieu. Son angle de rotation s'écrit $\Delta\phi = RM \times \lambda^2$, où la mesure de rotation $RM$ vaut :

$$RM = 812 \int_{\text{ligne de visée}} \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}\right) \left(\frac{B_\parallel}{\mu G}\right) \left(\frac{d\ell}{\text{kpc}}\right) \text{ rad m}^{-2}$$

En radioastronomie, on peut observer des sources polarisées à des longueurs d'onde suffisamment différentes pour pouvoir en déduire la grandeur $RM$. Il est nécessaire, pour estimer $RM$, de mesurer la polarisation d'une radiosource à au moins trois fréquences différentes afin de lever une possible dégénérescence $\Delta\phi = \Delta\phi \pm n\pi$. Une carte plein ciel de $RM$ est représentée Fig. 4.10. L'extraction du champ magnétique à partir de $RM$ est difficile car :

1. il faut, un peu comme dans le cas du rayonnement synchrotron, modéliser la densité des électrons $n_e$ ;
2. la mesure se fait sur toute la ligne de visée. Dans le cas de quasars lointains, il faut donc prendre en compte la contribution de $RM$ due à la radiosource même, celle due à un éventuel amas galactique situé sur la ligne de visée, et enfin l'avant-plan galactique.

♠ *Ces différentes méthodes ont chacune des avantages et inconvénients, et elles ne mesurent pas les mêmes propriétés des champs magnétiques : la rotation de Faraday est sensible à $B_\parallel$ alors que le rayonnement synchrotron est lié à $B_\perp$. Par ailleurs, le rayonnement synchrotron est moins sensible aux fluctuations à petites échelles de $\vec{B}$ que la rotation de Faraday.*

### 4.3.2 Champs $\vec{B}$ galactiques

Les mesures de champs magnétiques sont nombreuses et relativement précises dans notre propre galaxie ainsi que dans les galaxies voisines. Le champ magnétique moyen typique d'une galaxie spirale comme la nôtre est $B \simeq 2 - 11\mu G$. Il peut être décomposé en une composante « turbulente » et une composante « régulière », d'amplitudes comparables.

– La composante turbulente dépend bien sûr fortement des propriétés locales de la galaxie. Elle est directement alimentée par des vents stellaires ou des explosions de supernovae.

– La composante régulière est significativement corrélée avec les bras spiraux. Elle peut être correctement observée dans des galaxies voisines mais difficilement dans la Voie Lactée à cause de la position intérieure du système solaire. Du coup, la topologie globale du champ magnétique galactique est essentiellement inconnue : symétrie par rapport au plan équatorial, symétrie ou antisymétrie axiale font l'objet de débats. Il pourrait y avoir 3 à 5 renversements du champ associés aux bras spiraux proches.
– Il peut aussi y avoir un champ magnétique associé au halo galactique des galaxies spirales. Cela est suggéré par l'émission radio des halos de diverses galaxies.

Dans le cas des galaxies elliptiques, des champs magnétiques turbulents de l'ordre du $\mu G$ sont aussi mesurés, mais pas de composante régulière.

Notons que de précieuses données sur le champ de notre propre galaxie pourront être obtenues à l'aide du satellite Planck [94] : les cartes d'avant-plans galactiques de polarisation aux plus basses fréquences de Planck (à 30 GHz) permettront probablement des études inégalées sur la turbulence MHD galactique.

### Modèles analytiques de la composante régulière

La composante régulière du champ du disque galactique est essentiellement toroïdale, et est généralement paramétrée en coordonnées cylindriques par :

$$B_r = B(r,\theta) f(z) \sin p \qquad \text{et} \qquad B_\theta = B(r,\theta) f(z) \cos p$$

Ici, $r$ est la distance au centre galactique et $\theta$ l'angle polaire par rapport à l'axe GC $-$ Soleil. $p$ est l'angle « d'attaque » du champ et est estimé à $p \sim 10°$. La fonction $B(r,\theta)$ est construite pour rappeler la structure spirale de la distribution de matière visible de la galaxie :

$$B(r,\theta) = \frac{B_0}{r} \cos\left(\theta - \frac{\ln(r/\xi)}{\tan p}\right) \qquad r \le r_{max}$$

La distance $\xi$ est déduite de la distance au plus proche changement de signe du champ $\vec{B}$ observé depuis la Terre. Cette description de $B(r,\theta)$ est relativement standard et contrainte par les observations. Par contre la fonction $f(z)$ est inconnue, et diverses paramétrisations ont été proposées. En particulier le signe de $f(z)$ en fonction du signe de $z$, c'est-à-dire la symétrie du champ par rapport au plan du disque, est inconnu. Par ailleurs, il est possible qu'il existe en plus un champ dipolaire, dont le moment $\mu_G$ est aussi inconnu pour notre galaxie, et que l'on peut donc rajouter au champ associé au disque.

♠ *Notons que ces paramétrisations du champ du disque ne sont pas autoconsistantes car elles ne satisfont pas* $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$.

### Effets sur la distribution angulaire des UHECRs

Nous discutons ici brièvement de l'influence des champs galactiques sur les directions d'arrivée des UHECRs ($E \ge 10^{19}$ eV), supposés d'origine extragalactique. En ce qui concerne la composante turbulente, les déflections sont faibles [95] ; l'angle de déflection $\delta \ll 1$ diffuse lentement et on peut donc approximer :

$$\delta \simeq 0.6° Z \left(\frac{10^{20} eV}{E}\right) \left(\frac{B_{\rm turb}}{4\mu G}\right) \sqrt{\left(\frac{d}{3\rm kpc}\right)\left(\frac{L_c}{50\rm pc}\right)}$$

où $B_{\rm turb}$ et $L_c$ sont l'amplitude et la longueur de cohérence du champ turbulent, et $d$ la distance parcourue. Il est donc assez raisonnable de négliger en première approche l'effet de cette composante pour les UHECRs.

Les déflections générées par la composante régulière, elles, ne sont pas négligeables même à très haute énergie. La Fig. 4.11 montre la déflection intégrée pour un UHECR de rigidité donnée, obtenue en intégrant la composante du champ $\vec{B}$ transverse à la ligne de visée entre le Soleil et l'extérieur du halo galactique. Deux conséquences sur l'observation de sources de protons à $\sim 4 \times 10^{19}$ eV (ou de fer à $\sim 10^{21}$ eV !) peuvent être tirées :

- Les déflections sont importantes en ordre de grandeur (plusieurs degrés), mais leurs valeurs exactes dépendent du modèle adopté. On attend donc que des sources d'UHECRs soient encore diluées à ces énergies sur des échelles angulaires de l'ordre de $10°$.
- Il se peut que les déflections soient très dépendantes de la direction de visée. Dans ce cas, la dilution d'une éventuelle source extragalactique dépendra beaucoup de sa position dans le ciel, en particulier par rapport au plan galactique.

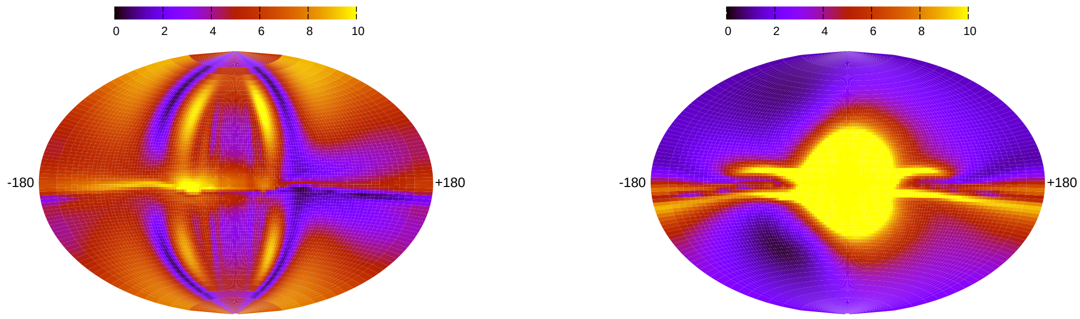



**FIG. 4.11 :** *Cartes de déflection galactique (en degrés) pour deux modèles de composante régulière du champ $\vec{B}$, pour des UHECRs de rigidité $4 \times 10^{19}$ eV. La trace du plan et du bulbe galactiques apparaît clairement, surtout dans la figure de droite pour laquelle le modèle de champ magnétique inclut un dipôle relativement important associé au halo. D'après [96].*

Ainsi, il a par exemple été montré dans [96] que le signal d'autocorrélation d'AGASA à $10^{19.6}$ eV était fortement diminué si l'on modifie les directions d'arrivée de ces événements en prenant en compte l'effet des déflections galactiques, et ce pour divers modèles de champs magnétiques.

♠ *Il est donc probable que l'observation de sources quasi-ponctuelles avec Auger Sud, dont la couverture du ciel est importante autour du centre et du plan galactiques, soit plus difficile qu'avec des observatoires de l'hémisphère Nord.*

### 4.3.3 Champs $\vec{B}$ extragalactiques

Les observations de champs extragalactiques sont naturellement bien plus difficiles que pour les champs galactiques. En fait, il y a deux types de mesures à l'heure actuelle : des champs sont observés dans les amas de galaxies d'une part, et d'autre part on dispose de limites supérieures sur d'éventuels champs à très grande échelle dans l'Univers.

#### Champs des amas de galaxies

Les amas de galaxies, qui sont les plus grandes structures gravitationnellement liées de l'Univers, contiennent un gaz chaud (le milieu intra-amas, ou ICM), qui abrite lui-même des champs magnétiques qui restent encore peu connus, mais dont l'étude a connu des progrès spectaculaires ces dernières années. Plusieurs types de mesures ont été obtenues [97] :

- Les mesures de **rayonnement synchrotron** donnent des champs magnétiques typiques d'amplitude sub-$\mu G$. Ces mesures sont complétées par des mesures en rayonnement X que l'on interprète comme de la **diffusion Compton inverse** (ICS) sur le CMB générée par la même population d'électrons que ceux qui génèrent le synchrotron. L'ICS permet alors de déterminer la densité d'électrons indépendamment du champ magnétique, et donc de ne pas avoir à faire appel à une hypothèse d'équipartition pour la mesure du champ magnétique.

– La **rotation de Faraday** de radiosources qui sont soit localisées à l'intérieur des amas, soit en arrière plan, permet d'obtenir des amplitudes typiques des champs légèrement supérieures au $\mu G$. Une grande dispersion des valeurs de RM indique que les champs $\vec{B}$ ont des longueurs de corrélation relativement faibles, $\sim$ 10 kpc. La Fig. 4.12 montre que le spectre de puissance de ces champs a même pu être récemment estimé, et est bien représenté par un spectre de Kolmogoroff, donc complètement turbulent, à petites échelles [98]. La Fig. 4.13 (gauche), obtenue à partir d'un large échantillon d'amas différents, montre que des champs magnétiques sont présents typiquement jusqu'à au moins 1 Mpc du coeur des amas [99].

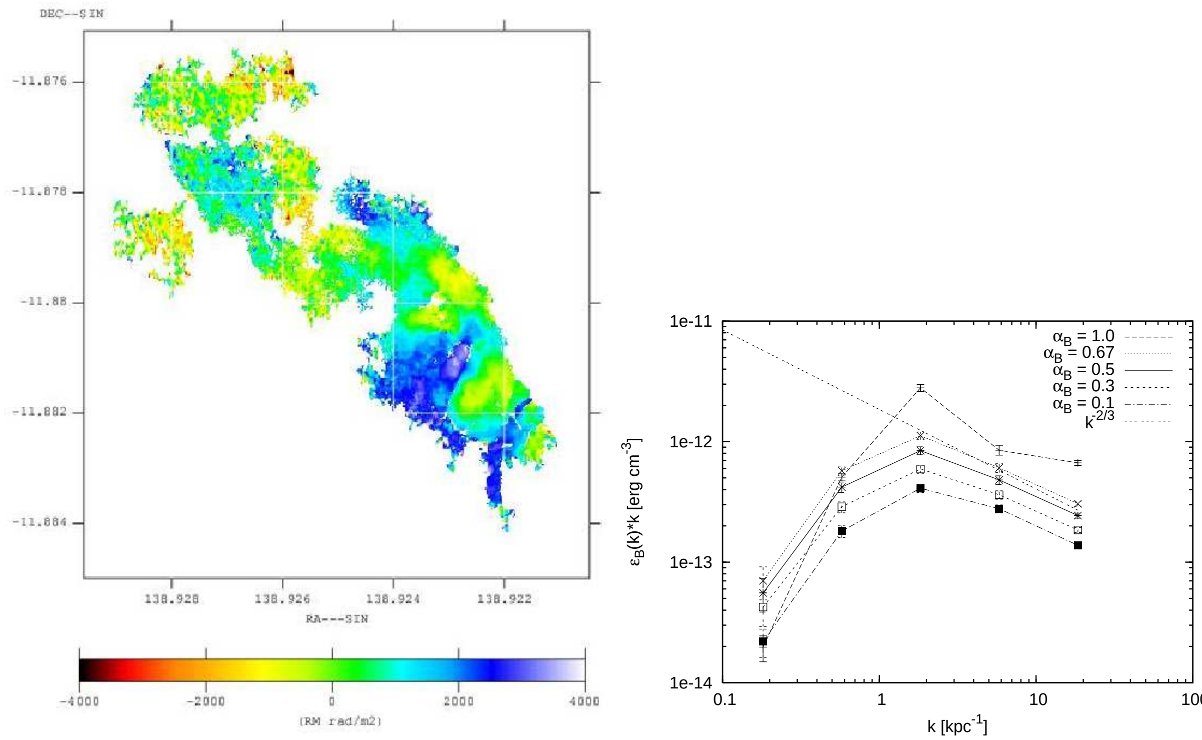



**FIG. 4.12 :** *Gauche : carte de rotation de Faraday du lobe Nord de la radiosource Hydre A. Droite : spectre de puissance du champ magnétique estimé à partir de cette carte [98], en fonction de l'hypothèse faite sur la valeur du paramètre $\alpha_B$ tel que $B \sim n_e^{\alpha_B}$. La ligne droite indique un spectre de Kolmogoroff.*

Les différences entre diverses valeurs du champ magnétique mesuré dans les amas restent assez importantes, mais sont explicables [100]. D'une part, la rotation de Faraday est sensible aux divers renversements de champs qui peuvent avoir lieu sur la ligne de visée, et qui dépendent donc de la longueur de corrélation du champ. D'autre part, les mesures basées sur l'ICS supposent que la population d'électrons qui génèrent l'ICS est la même que celle qui génère le synchrotron ; si la densité d'électrons responsable du synchrotron est ainsi surestimée par les mesures d'ICS, la valeur moyenne déduite de $B$ sera sous-estimée : la conséquence est qu'il faut plutôt interpréter les mesures basées sur l'ICS comme des valeurs limites inférieures sur les champs $\vec{B}$.

Ces progrès importants permettent donc maintenant d'avoir une idée assez précise sur les champs magnétiques au coeur des amas. Les perspectives observationnelles sont excellentes à (très) long terme, avec la future mise en service de radiotélescopes tels que LOFAR et SKA. En particulier, il est envisagé de faire un sondage de mesures de rotations sur tout le ciel [101].

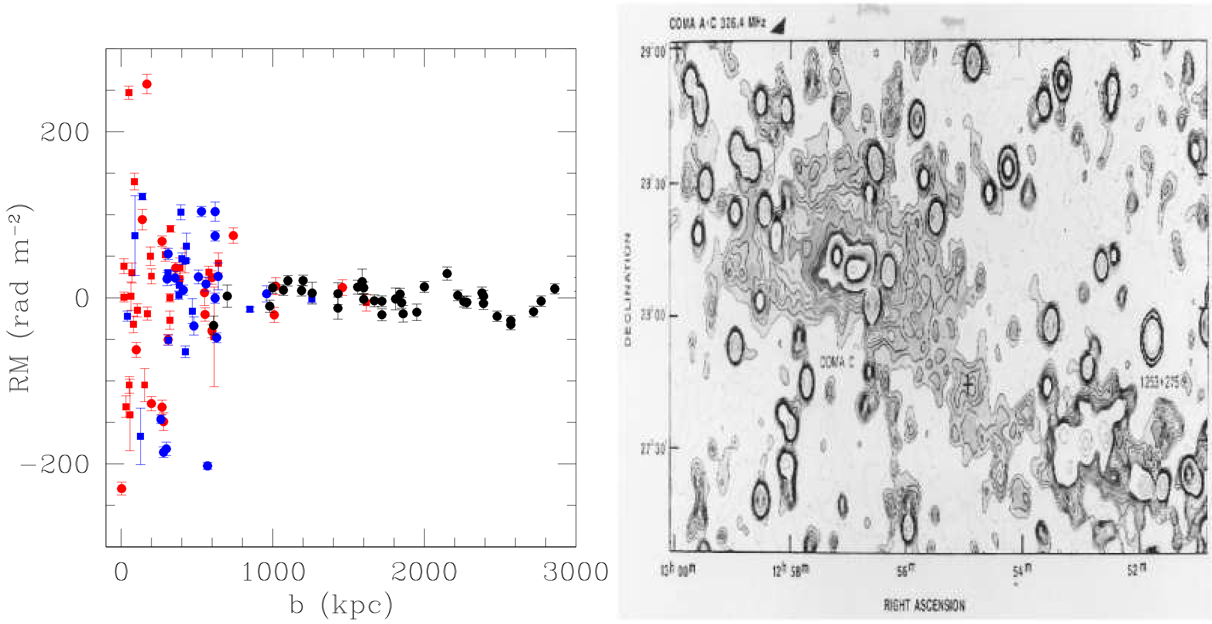



**FIG. 4.13 :** *Gauche : mesures de rotations de Faraday de radiosources situées à l'intérieur d'amas (points rouges) ou en arrière-plan (points bleus) en fonction de la distance au coeur de l'amas [99]. Droite : carte de l'amas Coma à 326 MHz obtenue par le WSRT ; il semble y avoir un « pont » magnétisé entre Coma et Abell 1367, avec des champs de l'ordre de* $0.2 - 0.6\,\mu G$.

La question maintenant est de savoir jusqu'où s'étendent ces champs magnétiques, dont la valeur est $\sim 0.1$ à quelques $\mu G$ suivant la méthode employée. Au-delà de quelques centaines de kpc du coeur des amas, la densité des électrons est en effet trop faible pour générer un signal synchrotron ou de rotation de Faraday important, même si des champs magnétiques existent. Associée à cette question est le problème de savoir comment $B$ augmente avec la densité du gaz chaud d'électrons $n_e$. Jusqu'à présent, les détections de champ magnétique hors des amas sont rares : mentionnons l'existence possible d'un « arc » radio localisé entre les amas de Coma et d'Abell 1367 (Fig. 4.13, droite).

Notons enfin, en guise d'espoir, l'annonce d'une possible détection de champs magnétiques de l'ordre de $\sim 0.2 \mu G$ associés aux grandes structures à l'aide de mesures de rotation de Faraday à grande échelle [102]. La difficulté est qu'on ne peut pas savoir pour l'instant si ce qui est mesuré est réellement associé aux LSS ou s'il s'agit d'un avant-plan galactique.

### Limites sur les champs à très grande échelle

On peut considérer avec une relative certitude que des champs magnétiques cohérents sur des échelles cosmologiques ne peuvent exister avec une amplitude $\gtrsim 1$ nG. Cette limite approximative est fournie par deux types d'observations indépendantes :

- La rotation de Faraday de radiosources lointaines. La difficulté avec cette méthode est que l'on contraint alors $B \times n_e$, et qu'il faut tenir compte des contributions à RM associées à la source et à notre galaxie.
- Les observations du CMB. En présence de champs magnétiques, les équations d'évolution des perturbations cosmologiques sont modifiées par la contribution de $\vec{B}$ à $T_{\mu\nu}$. Divers effets ont alors été discutés, comme par exemple une distorsion du spectre de Planck, ou bien un décalage de la position du premier pic Doppler dans les $C_\ell$ [103]. Par ailleurs la rotation de Faraday à grande échelle peut modifier la polarisation du CMB [104].

Notons pour finir que cette limite de $\sim 1$ nG n'empêche en rien que certaines régions du milieu intergalactique soient occupées par des champs magnétiques bien plus grands et proches des valeurs mesurées dans les amas, c'est-à-dire le $\mu G$.

### 4.3.4 Origine et évolution des champs magnétiques

L'origine des champs magnétiques astrophysiques en général est encore très peu comprise. D'un point de vue fondamental, les équations de la MHD admettent $\vec{B} = \vec{0}$ comme solution ; les champs magnétiques doivent donc être générés par des « graines » qui n'obéissent pas aux lois de MHD, avant d'être éventuellement amplifiés par des instabilités MHD.

#### Les champs galactiques

Le paradigme pour expliquer les champs galactiques réguliers est le mécanisme de dynamo. Il s'agit d'un ensemble de mécanismes MHD qui apparaissent à cause du couplage entre grandes et petites échelles du champ magnétique, pour certaines topologies du champ. La loi générale d'advection du champ dans le cadre de la MHD sans diffusion :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge \left(\vec{V} \wedge \vec{B}\right)$$

donne en effet, lorsqu'on fait la séparation d'échelle $\vec{B} = \langle \vec{B} \rangle + \vec{b}$, où $\vec{b}$ représente la composante à petite échelle du champ, et une séparation semblable pour le champ de vitesse :

$$\frac{\partial \langle \vec{B} \rangle}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge \left(\vec{V} \wedge \langle \vec{B} \rangle\right) + \vec{\nabla} \wedge \left(\alpha \langle \vec{B} \rangle - \beta \vec{\nabla} \wedge \langle \vec{B} \rangle\right)$$

Les coefficients $\alpha$ et $\beta$ sont en toute généralité des tenseurs dépendant directement des propriétés statistiques des champs à petite échelle. Ces termes supplémentaires peuvent amplifier le champ magnétique à grande échelle, en particulier si le champ est gelé dans un plasma en rotation, comme c'est le cas pour le noyau de la Terre, le Soleil, et les galaxies spirales. À partir d'une graine de champ $\vec{B}$, la rotation des galaxies spirales permet ainsi d'amplifier les champs pour leur faire atteindre l'amplitude et la cohérence à grande échelle observées. Le temps caractéristique d'amplification de la dynamo est long, comparable au temps d'évolution des galaxies, ce qui fait que l'observation de champs magnétiques $\sim \mu G$ dans galaxies à grands redshifts pose des contraintes sur ce mécanisme et sur l'amplitude de la graine.

♠ *Il est plus difficile d'évoquer une dynamo pour expliquer les champs dans les galaxies elliptiques et surtout dans les amas de galaxies.*

Concernant la graine des champs galactiques, deux hypothèses sont a priori possibles : soit le champ est généré in situ, dans des objets compacts et expulsé par des vents stellaires et explosions de supernovae, soit il s'agit d'un champ présent dès la formation de la galaxie, et qui a en particulier été amplifié de façon adiabatique lors de l'effondrement gravitationnel à l'origine de la galaxie (voir ci-dessous).

#### Génération des champs magnétiques à grande échelle

Les idées concernant l'origine des champs magnétiques des amas, ainsi que d'éventuels champs à encore plus grande échelle, sont en plein développement à l'heure actuelle. On peut essayer de les regrouper en quelques catégories :

1. **Origine « primordiale ».** Dans cette hypothèse, des champs $\vec{B}$ remplissant l'Univers ont été créés à grand redshift. Ils ont ensuite évolué, simplement selon les lois de la MHD, au cours de la formation des grandes

structures. Cette évolution consiste essentiellement en une concentration adiabatique du champ dans les zones de plus grande densité du plasma. En effet, de l'équation de base de la MHD sans dissipation, on tire facilement la relation :

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = \frac{2}{3}\frac{\vec{B}}{\rho}\frac{d\rho}{dt} + \vec{B} \cdot \bar{\bar{\sigma}}$$

où $\bar{\bar{\sigma}}$ est le tenseur sans trace de cisaillement associé au champ de vitesse du plasma : $\sigma_{ij} = \partial_i V_j - \frac{1}{3}\delta_{ij}\partial_k V_k$. Dans un système en effondrement gravitationnel simple, le terme en $\bar{\bar{\sigma}}$ est nul, et c'est particulièrement le cas au cours de la formation des grandes structures aux échelles où celle-ci est linéaire (c'est-à-dire aux grandes échelles), car alors le champ de vitesse des perturbations est sans vorticité. Du coup, on obtient la loi d'échelle :

$$B \propto \rho^{2/3}$$

Le champ est donc amplifié selon cette loi dans les régions d'effondrement gravitationnel, c'est-à-dire dans les amas de galaxies et les filaments.

De nombreux mécanismes à l'origine du champ primordial ont été proposés. On peut ici inclure une possible injection de ce champ au cours de la réionisation, grâce aux nombreux vents stellaires qui ont probablement modelé le milieu intergalactique à cette époque, vers $z \sim 10$. Les champs magnétiques ont pu être créés au cours des transitions de phase de l'Univers primordial. Enfin, ils ont pu aussi être générés au cours de l'inflation. La difficulté avec ce scénario inflationnaire est que, au cours de l'inflation, les champs de jauge ne sont pas amplifiés contrairement aux champs scalaires. La raison profonde pour cela est que les équations d'évolution de $F_{\mu\nu}$ sont invariantes par changement d'échelle de la métrique (c'est l'invariance conforme). Du coup, un certain nombre de modèles ont été proposés qui brisent cette invariance conforme aux énergies de l'inflation [103].

2. **Origine associée à la formation des grandes structures.** La formation des grandes structures (LSS) a fait l'objet récemment de nombreuses simulations, qui parviennent avec un succès certain à reproduire les caractéristiques observables des amas (rayonnement X, effets de lentille gravitationnelle, etc). Ces simulations prédisent de façon générique la formation de chocs d'accrétion au cours de l'effondrement gravitationnel de la matière dans les filaments, et finalement les amas. Ces chocs à grande échelle, qui seraient typiquement situés à quelques Mpc des amas et le long des filaments, n'ont pas encore été observés car la densité de matière y est trop faible. Il est tout-à-fait possible que des champs magnétiques se soient formés au niveau de ces chocs. Dans ce cas, il y a génération continue de champs $\vec{B}$ dans les régions associées aux grandes structures : filaments et amas. Plusieurs mécanismes ont été proposés.

   Un des plus anciens mécanismes proposés pour expliquer l'origine des champs magnétiques astrophysiques est le mécanisme de batterie de Biermann. De façon générale, dans un plasma, la différence de mobilité des ions et des électrons peut mener à une séparation de charges qui viole la MHD. En utilisant un modèle à deux fluides (les électrons et les ions), on montre que la loi de MHD est modifié ainsi :

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge \left(\vec{V} \wedge \vec{B}\right) + \frac{m_e c}{e}\frac{\vec{\nabla}p_e \wedge \vec{\nabla}n_e}{n_e^2}$$

   Un terme supplémentaire, dit de **batterie de Biermann**, apparaît si les lignes de champ des champs de pression $p_e$ et de densité $n_e$ des électrons sont différentes, ce qui peut être le cas par exemple sous l'effet d'un champ de forces gravitationnelles. Le problème majeur avec ce mécanisme est qu'il ne permet de générer effectivement que des champs très faibles, de l'ordre de $\sim 10^{-18}$ G. Il faut ensuite évoquer un mécanisme de dynamo, en plus de l'amplification adiabatique précisée ci-dessus, pour amplifier ce champ jusqu'aux valeurs observées dans les amas.

Un mécanisme récemment suggéré est **l'instabilité de Weibel** (voir encadré à la fin du chapitre). Il s'agit d'une instabilité cinétique de plasma qui apparaît lorsque la distribution des vitesses électroniques devient anisotrope, ce qui est peut-être le cas au niveau de chocs. Elle génère en des temps extrêmement courts (de l'ordre de $\omega_p^{-1}$) des champs magnétiques qui pourraient être importants. Physiquement, l'anisotropie de la distribution des vitesses génère des courants qui s'établissent en filaments et créent des champs magnétiques. La relation obtenue à la fin de l'encadré, et transposée au cas d'un choc de grande structure, donne un champ à saturation de l'instabilité [105] :

$$\frac{B_{\rm sat}}{G} \sim 10^{-7}\left(\frac{M}{43}\right)^2\sqrt{\left(\frac{T}{10^7 K}\right)\left(\frac{n_e}{10^{-4}{\rm cm}^{-3}}\right)}$$

Ici, $T$ et $n_e$ sont la température et la densité du gaz au niveau des chocs d'accrétion, et $M$ le nombre de Mach des chocs. Il s'agit donc d'un mécanisme très prometteur pour expliquer des champs de l'ordre du $\mu G$ dans les amas, comme l'ont montré récemment à l'aide de simulations numériques [106] et [107]. Néanmoins, le sujet est très récent (bien que l'instabilité proprement dite soit connue depuis longtemps), et de nombreuses questions restent ouvertes : influence exacte du nombre de Mach du choc, etc. Notons aussi que l'instabilité de Weibel pourrait jouer un rôle dans la physique des chocs relativistes des sursauts gamma.

3. **Origine associée aux galaxies.** Il est possible que les champs magnétiques des amas soient simplement des champs magnétiques éjectés par des vents galactiques individuels. En particulier il est connu que les vents de certains AGNs sont suffisamment puissants pour interagir avec le milieu intergalactique et créer des « bulles »dans le milieu intra-amas. Le problème est qu'il est difficile d'expliquer ainsi que des champs de l'ordre du $\mu G$ sont présents de manière générique dans les amas.

**Les simulations actuelles : vers des modèles « réalistes » de champs intergalactiques ?**

Il est intéressant de remarquer que, au final, quel que soit le mécanisme d'origine des champs extragalactiques, on prévoit toujours des champs concentrés au niveau des grandes structures, ce qui a été proposé initialement par [108]. Récemment, les simulations cosmologiques ont acquis assez de maturité pour que l'on puisse y inclure les champs magnétiques. Cela a été fait par quelques équipes : [109], [110], [111], [112]. Dans tous les cas, le principe est le suivant :

– Une simulation de LSS est développée, incluant, en plus de la matière noire, un gaz de baryon. À l'issue de ce genre de simulation, on peut par exemple prédire quelle est la température, la densité, etc, du gaz du milieu intracluster (ICM) en fonction de la distance au coeur des amas. À ce stade, les champs magnétiques ne sont pas pris en compte. En effet, même s'ils existent, l'influence de leur densité d'énergie sur l'évolution des structures est a priori négligeable.
– Des champs magnétiques sont injectés artificiellement dans la simulation, en invoquant un des mécanismes exposés ci-dessus.
– Ces champs sont ensuite advectés et comprimés selon les lois de la MHD dans le milieu intergalactique.

♠ *À la fin, les champs magnétiques à $z = 0$ sont renormalisés de manière à reproduire l'observable $B \sim 1\mu G$ au coeur des amas. Cela est justifié par le fait que l'évolution de $\vec{B}$ est relativement linéaire, tant que son amplitude n'atteint pas le niveau de l'équipartition.*

**Toutes les simulations obtiennent des champs $\vec{B}$ hautement structurés**, à l'image des grandes structures. Néanmoins, les propriétés des champs simulés varient beaucoup en fonction des équipes. Essentiellement, l'extension des champs magnétiques dans les amas et les filaments est actuellement controversée. Des champs $B \sim 0.1 - 1\mu G$ sont-ils présents uniquement au coeur des amas, ou bien s'étendent-ils aussi jusqu'à plusieurs Mpc du coeur, et, dans une moindre mesure, dans les filaments ? La question reste ouverte, et elle est en fait d'importance cruciale pour la propagation des UHECRs comme nous le verrons au prochain chapitre.

Nous pouvons classer en deux catégories les causes possibles des différences qui existent entre les simulations :

1. D'un point de vue technique, les méthodes de simulations employées par les différentes équipes diffèrent sur plusieurs points (ce qui est plutôt une bonne chose dans l'absolu) : l'utilisation d'une grille à pas adaptatif ou bien fixe ; le choix des conditions initiales dans la simulation des LSS ; l'utilisation d'algorithmes « classiques », c'est-à-dire sur grille, pour résoudre les équations de MHD, ou bien l'utilisation d'une version magnétique de la SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics).
2. Les propriétés des champs sont différentes en fonction du mécanisme qui les a générées. Ce résultat est extrêmement intéressant. Dans le cas où des champs primordiaux sont générés à grand redshift, la compression adiabatique concentre ces champs dans le coeur des amas, et leur extension spatiale est très faible. Si les champs sont générés, à bas redshift, aux chocs des grandes structures, leur extension spatiale est plus importante et ils remplissent une grande partie des filaments.

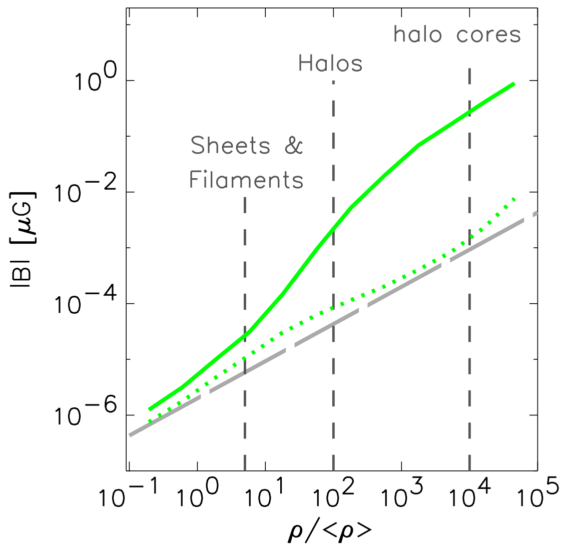



**FIG. 4.14 :** *Relation entre champ $\vec{B}$ et surdensité baryonique dans les simulations de [112]. La ligne grise en tirets indique le scaling adiabatique de pente 2/3. La ligne verte continue est obtenue à partir des simulations. On observe bien l'écart à la loi adiabatique dans les structures denses où les cisaillements et la turbulence sont importants.*

Comme ces champs magnétiques seront utilisés aux chapitres suivants dans le cadre de la physique des UHECRs, nous présentons maintenant des graphiques montrant les ressemblances et différences entre les simulations. Notons tout d'abord que la relation entre les champs magnétiques et la densité baryonique des grandes structures n'est pas triviale : la relation adiabatique $B \propto \rho^{2/3}$ ne tient pas dans les amas et les filaments, car dans ces régions le champ de cisaillement et la turbulence du gaz influent largement l'évolution du champ $\vec{B}$. La Fig. 4.14 montre cet effet.

La Fig. 4.15 présente des coupes de champs magnétiques et de densité baryonique dans les simulations de [110], et la Fig. 4.16 pour les simulations de [109]. Dans le premier cas les champs sont générés au niveau des chocs des grandes structures alors que dans le second cas on a des champs « primordiaux » à grand redshift. Dans les deux cas on constate que des champs magnétiques importants s'étendent légèrement au-delà des zones très denses qui constituent le coeur des amas.

Des coupes représentant l'intensité du champ magnétique le long d'une direction dans les boîtes de simulation sont représentées en Fig. 4.17 et Fig. 4.18 (gauche). On voit clairement les pics de champ magnétique

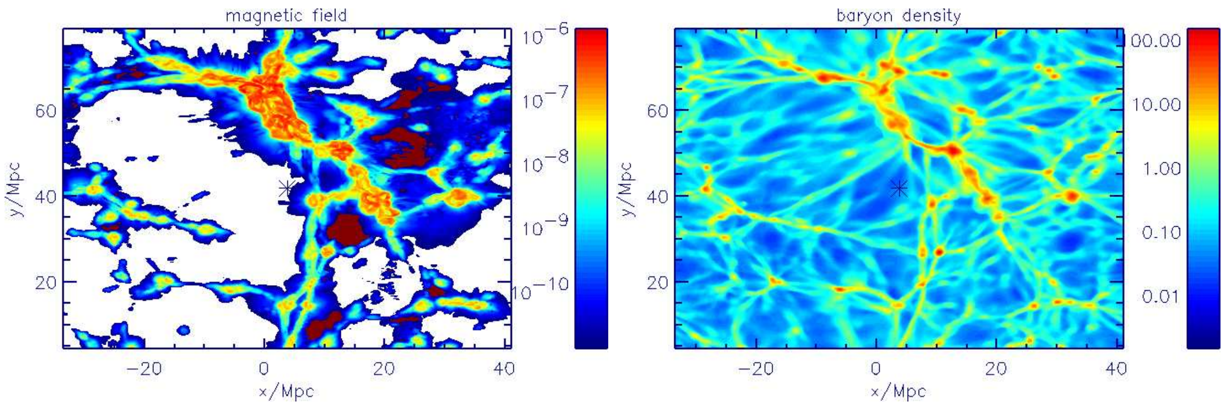



**FIG. 4.15 :** *Coupes des champs magnétique (gauche) et de densité baryonique (droite) dans les simulations de [110]. Les champs $\vec{B}$ suivent bien les grandes structures.*

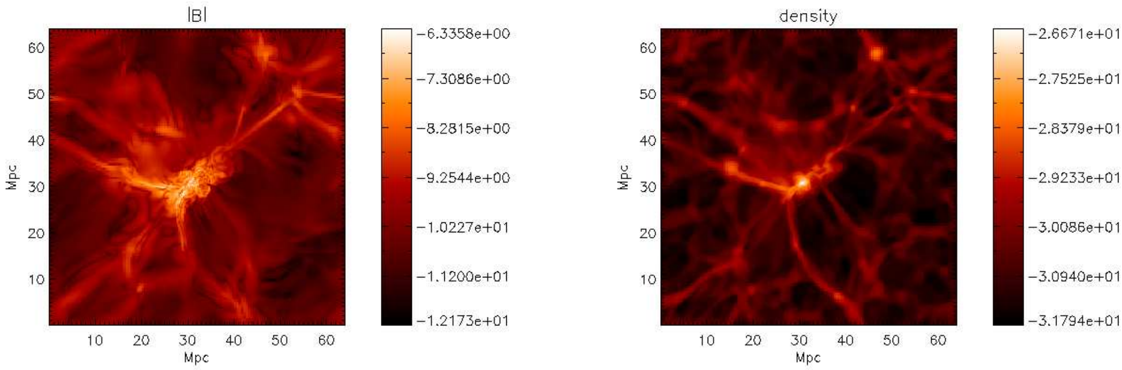



**FIG. 4.16 :** *Coupes des champs magnétique (gauche) et de densité baryonique (droite) dans les simulations de [109]. La simulation de [109], plus récente que les autres, présente l'avantage technique d'être à grille de pas adaptatif, c'est-à-dire que la résolution spatiale est meilleure dans les régions les plus denses de la boîte de simulation.*

normalisés au $\mu G$ dans les amas, alors qu'on atteint $B \sim 10^{-10}$ à $10^{-12}$ G dans les vides. L'extension des zones fortement magnétisées autour du coeur des amas semble par contre relativement différente entre ces deux simulations : alors que dans la première figure ([112]), l'intensité du champ chute vite hors des amas, la seconde figure ([109]) montre que des champs de $\sim 0.1\mu G$ occupent des régions situées à plusieurs Mpc du coeur de l'amas. Cette différence a lieu alors que ces deux simulations utilisent une graine primordiale pour les champs magnétiques.

Les facteurs de remplissage des champs magnétiques et de densité simulés par [110] et [112] sont représentés aux Fig. 4.18 (droite), 4.19 et 4.20. On peut noter que les facteurs de remplissage des champs de densité sont très semblables : les parties « baryoniques » des simulations sont en accord. Par contre les facteurs de remplissage des champs $\vec{B}$ diffèrent considérablement. C'est à cause de cela que les conséquences pour la physique des UHECRs dépendent des simulations. Les champs magnétiques de [112] remplissent un volume particulièrement faible : les champs sont particulièrement concentrés au coeur des amas pour cet auteur. Il est aussi remarquable que, **en utilisant les mêmes techniques de simulations, mais en choisissant des graines différentes de champ magnétique, [110] trouve des facteurs de remplissages différents** : la Fig. 4.19 montre ainsi que si les champs sont générés aux chocs des LSS, alors 5% de l'espace est occupé par $B \geq 0.1\mu G$ ; si les champs sont générés à grand redshift, seul $\sim 0.1$ % de l'espace est occupé par $B \geq 0.1\mu G$. Ce résultat est

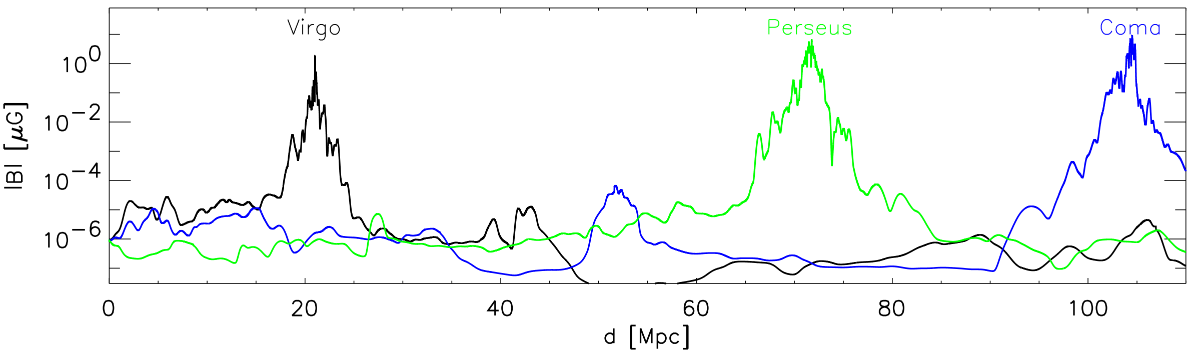



**FIG. 4.17 :** *Coupes de la norme du champ magnétique dans la simulation de [112]. Les amas sont explicitement identifiés car il s'agit d'une simulation contrainte (voir plus loin).*

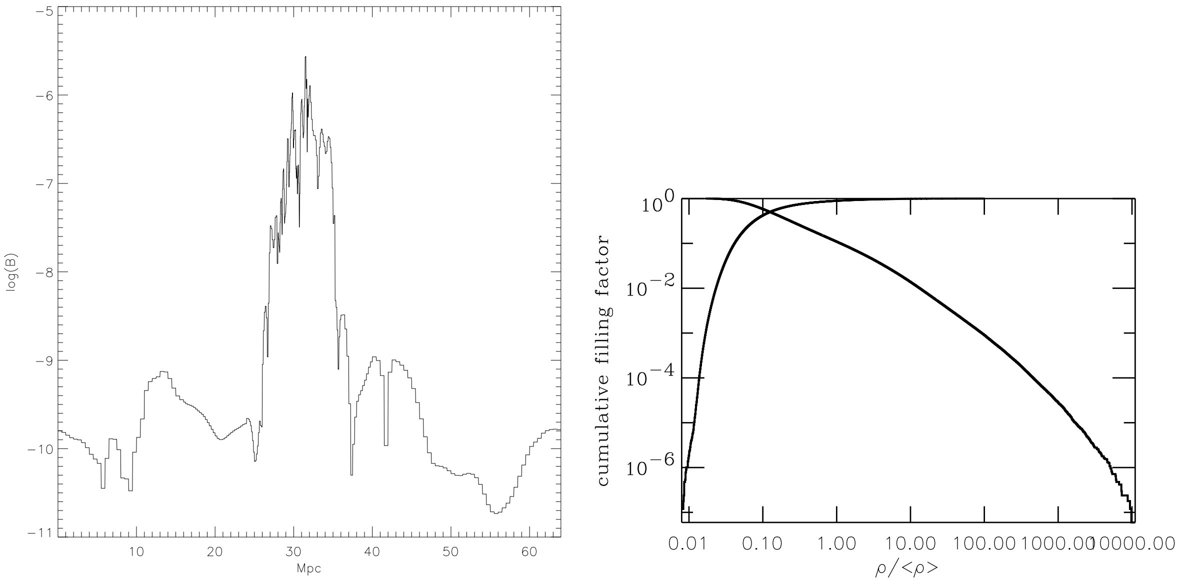



**FIG. 4.18 :** *Gauche : coupe de la norme du champ magnétique dans la simulation de [109]. Droite : facteur de remplissage de la densité baryonique dans la simulation de [110]. On peut par exemple y lire que les régions où la surdensité est* $\geq 100$ *occupent* $\simeq 0.1\%$ *de la boîte de simulation.*

naturel car les chocs des grandes structures ont lieu à bas redshift et dans des régions parfois éloignées du coeur des amas.

Dans le cas de [112], nous avons vu que les champs magnétiques élevés occupent un volume extrêmement faible de l'espace. On attend donc, dans ce scénario, que les déflections extragalactiques des UHECRs soient minimes. Pour les quantifier, on peut facilement produire des « cartes de déflections » représentant simplement l'intégrale du champ perpendiculaire à la ligne de visée entre un observateur terrestre et l'extrêmité de la boîte de simulation. La Fig. 4.21 représente de telles cartes pour des protons d'énergies $4 \times 10^{19}$ et $10^{20}$ eV. On peut y identifier de véritables amas car il s'agit d'une simulation dite contrainte : le champ de densité initial de cette simulation de LSS est construit à partir du champ de densité observé actuellement au voisinage de la Terre, en évoluant linéairement ce champ dans le sens inverse du temps. Cela permet, à la fin de la simulation, de retrouver aux grandes échelles (pour lesquelles l'évolution de la densité de matière est effectivement linéaire) la densité réelle. Mais cela ne rend bien sûr aucunement les estimations du champ magnétique plus fiable. Les cartes de déflection obtenues sont très encourageantes car les déflections intégrées sont de l'ordre ou inférieur au degré

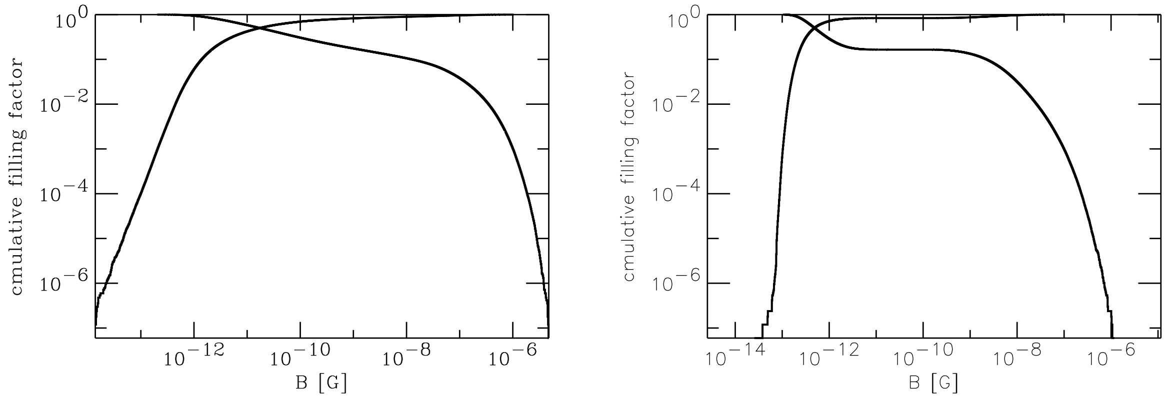



**FIG. 4.19 :** *Facteurs de remplissage des champs magnétiques dans les simulations de [110]. Gauche : les champs magnétiques sont générés aux chocs des grandes structures. Droite : scénario de champ magnétique primordial. Les courbes décroissantes (resp. croissantes) permettent d'estimer le volume occupé par des champs magnétiques supérieurs (resp. inférieurs) à une valeur donnée.*

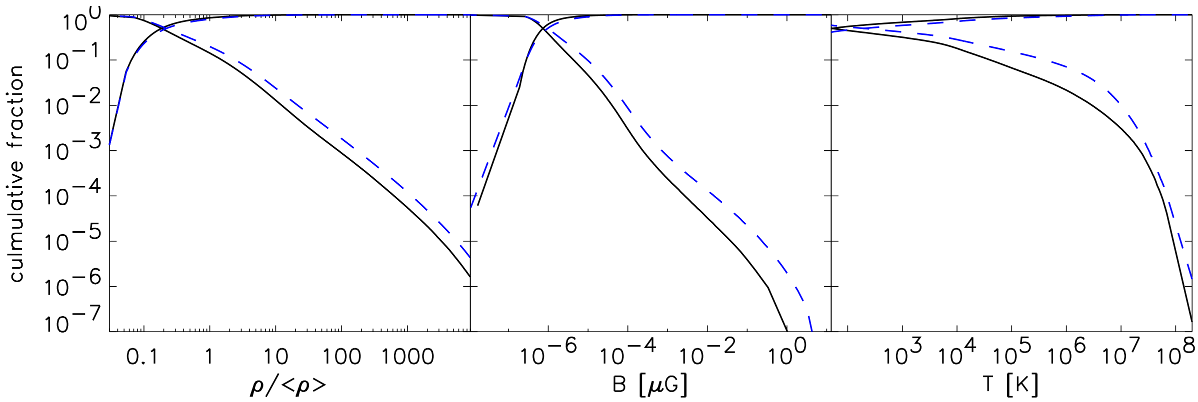



**FIG. 4.20 :** *Facteurs de remplissage de la densité baryonique, du champ magnétique et de la température de l'ICM dans les simulations de [112].*

sur une très large partie du ciel dès $4 \times 10^{19}$ eV. La propagation des UHECRs est donc pratiquement rectiligne et l'identification de sources extragalactiques est facilitée dans le cadre de ce modèle de champ magnétique.

Dans le cadre d'autres simulations, en particulier celle de [110], des champs magnétiques substantiels occupent un volume de l'espace bien plus grand. Dans ce cas, $\vec{B}$ a une influence potentiellement majeure sur la propagation extragalactique des UHECRs ; la majeure partie du chapitre suivant sera consacrée à quantifier cette influence en utilisant en particulier le modèle de champ magnétique extragalactique hautement structuré de [110].

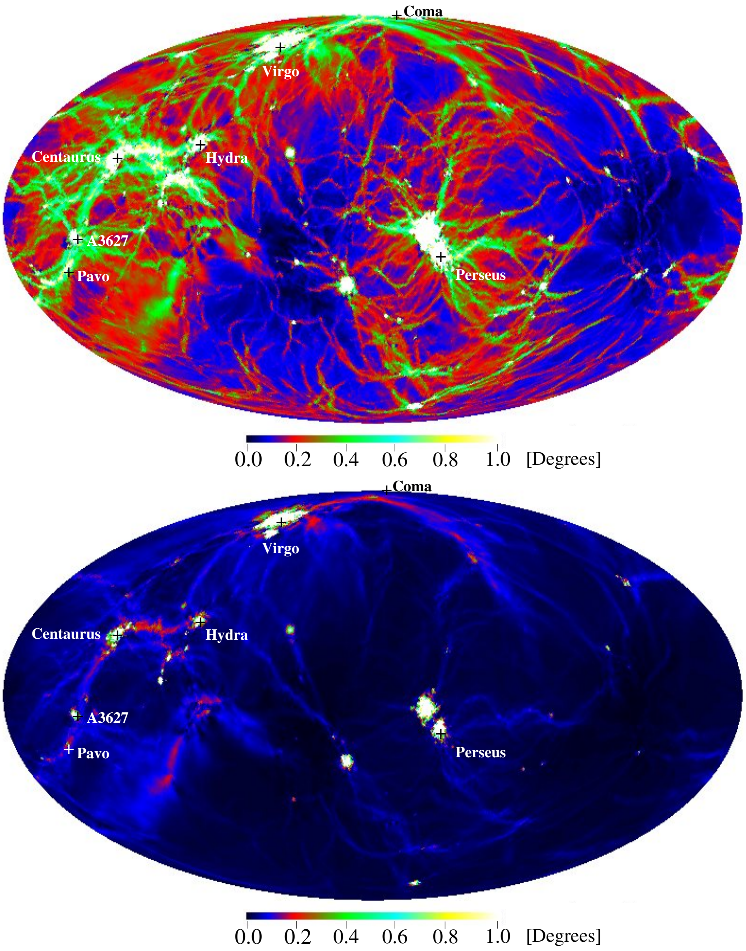



**FIG. 4.21 :** *Cartes de déflection des UHECRs dans le cadre de la simulation de [112], pour des protons de 40 (gauche) et 100 EeV (droite). Pour les protons de 100 EeV, l'interaction GZK est prise en compte, ce qui réduit la distance effective sur laquelle il faut intégrer les déflections.*

## L'instabilité de Weibel : un exercice de physique des plasmas

Nous nous inspirons ici des calculs de [113], complétés par des discussions sur la saturation de [105]. L'instabilité de Weibel, associée aux anisotropies de la distribution des vitesses dans un plasma, est une instabilité cinétique : une simple description MHD du plasma ne permet pas de la comprendre. Il faut, comme dans le cas de l'amortissement Landau, utiliser l'équation de Vlassov pour la fonction de distribution $F$ des électrons dans l'espace des phases :

$$\partial_t F + \vec{v} \cdot \partial_{\vec{r}} F + (e/m)(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \partial_{\vec{v}} F = 0$$

Considérons donc un plasma non magnétisé ($\vec{B_0} = 0$) dont la fonction de distribution des électrons $f_0(\vec{v})$ à l'équilibre est anisotrope. L'équation de Vlassov s'écrit donc trivialement $(e/m)(\vec{v} \wedge \vec{B_0}) \cdot \partial_{\vec{v}} f_0 = 0$.
On étudie alors une pertubation au premier ordre en notant $f$, $\vec{E}$ et $\vec{B}$ les grandeurs perturbées. La fonction de distribution des électrons s'écrit donc $F = f_0 + f$. Après linéarisation, on algébrise l'équation en recherchant des modes de pulsation $\omega$ et de vecteur d'onde $\vec{k}$. L'équation de Vlassov au premier ordre donne alors, en utilisant $\vec{k} \wedge \vec{E} = -\omega \vec{B}$ :

$$i(\omega + \vec{k} \cdot \vec{v}) f = -\frac{e}{m\omega} \left[ \omega \vec{E} \cdot \partial_{\vec{v}} f_0 + (\vec{k} \wedge \vec{E}) \cdot (\vec{v} \wedge \partial_{\vec{v}} f_0) \right]$$

Afin de rendre les calculs tractables, nous spécifions maintenant la forme de $f_0$ : $f_0(\vec{v}) = f_0(v_0, v_z)$ où $v_0^2 = v_x^2 + v_y^2$. Nous nous limitons par ailleurs à la recherche de modes transverses à la direction de l'anisotropie de vitesses, c'est-à-dire $\vec{k} \parallel \vec{u_z}$. Dans ce cas, après quelques calculs on obtient la distribution des vitesses au premier ordre :

$$f(\vec{v}) = \frac{-ie}{m\omega v_0} \frac{v_x E_x + v_y E_y}{\omega + k v_z} \left( k v_0 \frac{\partial f_0}{\partial v_z} - (\omega + k v_z) \frac{\partial f_0}{\partial v_0} \right)$$

Pour obtenir une relation de dispersion, il faut fermer le système en utilisant la dernière équation de Maxwell, $\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \partial_t \vec{E}$. Avec $\vec{j} = e \int d^3 v \, \vec{v} f(\vec{v})$, on en extrait :

$$(k^2 - \omega^2) \vec{E} = \frac{\mu_0 e^2}{m} \iiint dv_z \, dv_0 \, d\theta \, \vec{v} \, \frac{\vec{v} \cdot \vec{E}}{\omega + k v_z} \left[ (\omega + k v_z) \partial_{v_0} f_0 - k v_0 \, \partial_{v_z} f_0 \right]$$

La composante transverse de cette équation, obtenue en choisissant l'axe $x$ tel que $\vec{E} = E \vec{u}_x$, donne la relation de dispersion de l'instabilité :

$$k^2 - \omega^2 = \frac{\pi \mu_0 e^2}{m} \int_{\mathbb{R}} dv_z \int_{\mathbb{R}_+} dv_0 \, v_0^2 \, \frac{(\omega + k v_z) \partial_{v_0} f_0 - k v_0 \partial_{v_z} f_0}{\omega + k v_z}$$

L'apparition d'une intégrale dans la relation de dispersion est caractéristique des instabilités cinétiques. Pour pouvoir continuer les calculs, il faut maintenant spécifier complètement la distribution $f_0$. Le plus simple est de prendre une bimaxwellienne :

$$f_0(\vec{v}) = \frac{n}{(2\pi)^{3/2} u^2 v_{th}} \exp \left( -\frac{v_0^2}{2u^2} - \frac{v_z^2}{2 v_{th}^2} \right) \qquad u > v_{th}$$

En reprenant la relation de dispersion, l'intégrale sur $v_0$ se fait sans peine alors que l'intégrale sur $v_z$ est de la forme $\sim \int_{\mathbb{R}} dv_z v_z \frac{e^{-v_z^2/2v_{th}^2}}{\omega + k v_z}$. Rappelons alors que pour prendre en compte les particules résonantes dont la vitesse $v_z$ égale la vitesse de phase de la perturbation $-\omega/k$, la méthode est d'effectuer l'intégrale sur $v_z$ en prenant un contour d'intégration qui passe au-dessus du pôle $v_z = -\omega/k$. En notant $A = (u/v_{th})^2 - 1$ et $\omega_p$ la fréquence plasma des électrons, on obtient :

$$k^2 - \omega^2 = \omega_p^2 \left[ A - \frac{\omega}{k v_{th}} (A+1) \phi \left( \frac{\omega}{k v_{th}} \right) \right] \quad \text{avec} \quad \phi(z) = e^{-z^2/2} \int_{-i\infty}^{z} dx \, e^{x^2/2}$$

Dans le domaine $z \equiv \omega/kv_{th} \gg 1$, un développement asymptotique donne $\phi(z) \sim 1/z + 1/z^3$, et la relation de dispersion prend enfin une forme simple :

$$\omega^4 - (k^2 + \omega_p^2)\omega^2 - (u\omega_p k)^2 = 0$$

Toujours en utilisant l'approximation $z \gg 1$, on voit alors qu'il existe une solution $\omega$ imaginaire pure, correspondant à une instabilité de taux de croissance :

$$\Gamma \simeq \frac{u\omega_p k}{\sqrt{\omega_p^2 + k^2}}$$

On voit en particulier que, comme $|\omega| \sim ku$, la condition $z \gg 1$ donne $u \gg v_{th}$. C'est la condition de croissance de l'instabilité de Weibel. Le taux de croissance de l'instabilité est proportionnel à $u$. Il est remarquable que cette instabilité ne nécessite pas de champ magnétique initial pour se développer ($\vec{B}_0 = \vec{0}$). Enfin, en réécrivant $|\omega| \geq kv_{th}$, et en utilisant $u \gg v_{th}$, on obtient une condition sur la longueur d'onde des modes instables :

$$k \lesssim k_{\max} = \frac{u\omega_p}{v_{th}}$$

**Saturation de l'instabilité**

On peut estimer qualitativement le champ magnétique maximal généré par l'instabilité en remarquant que l'instabilité cessera de croître lorsque le rayon de Larmor des électrons de vitesse $\sim u$ sera de la taille des modes instables de plus petite longueur d'onde, soit $r_L(\vec{B}) \sim 1/k_{\max}$. On en déduit alors :

$$B_{sat} \sim \sqrt{n_e m}\frac{u^2}{v_{th}}$$

On peut réécrire cette condition en introduisant les pressions magnétique $P_B \sim B_{sat}^2$ et du gaz d'électrons $P_e \sim n_e m u^2$ :

$$\frac{P_B}{P_e} = \eta \frac{u^2}{2v_{th}^2}$$

Des simulations numériques permettent d'estimer $\eta \sim 0.1 - 0.01$.

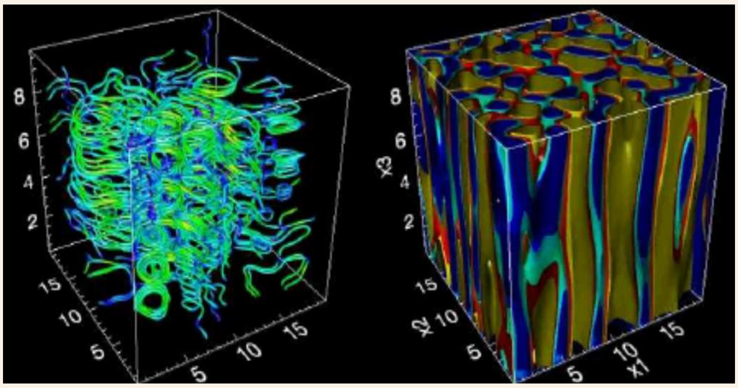



**Figure :** *Simulation numérique de l'instabilité de Weibel [107]. La distribution des vitesses est initialement anisotrope selon l'axe $x_3$. Gauche : lignes du champ magnétique ; Droite : courants associés.*

# Chapitre 5

# Propagation des particules chargées (2). Phénoménologie

Le chapitre précédent a montré que la physique de la propagation des UHECRs est extrêmement riche, impliquant à la fois physique des particules et astrophysique extragalactique. Une grande variété de phénomènes est possible, et le but d'Auger est de contraindre expérimentalement ces phénomènes. Pour cela, il faut pouvoir « assembler » les ingrédients décrits au chapitre précédent pour construire des modèles prédisant directement des quantités observables telles que le spectre, la composition, les anisotropies des UHECRs. Sauf dans des cas simples, la richesse des phénomènes en jeu (accélération dans des sources diverses, interactions des UHECRs sur les fonds de photons, déflections dans des champs magnétiques mal connus) impose d'utiliser des simulations numériques.

Nous commençons dans ce chapitre par décrire un cadre numérique complet, dont le développement a été motivé par l'arrivée prévue des données d'Auger. Le principe de ces simulations est de propager les UHECRs dans un environnement donné, entre leurs sources et un observateur (e.g. la Terre), afin de pouvoir prédire des observables pour diverses théories sur l'origine de ces particules.

Nous présentons ensuite des applications physiques de ces simulations : étude du régime de propagation des UHECRs dans les champs magnétiques extrêmement hétérogènes qui sont probablement associés aux grandes structures ; modèles de propagation des protons à partir d'un nombre restreint de sources distribuées à quelques dizaines de Mpc de la Terre ; enfin des modèles de propagation de noyaux plus lourds, pour lesquels les choses sont compliquées par les phénomènes de spallation qui changent la nature d'un UHECR au cours de sa propagation entre les sources et l'observateur.

## 5.1 Simulations avec `CRPropa`

Le code `CRPropa` a été développé pour permettre d'étudier la propagation des UHECRs dans une très grande variété de situations. Un grand nombre d'études théoriques sur les UHECRs sont effectuées en supposant une propagation rectiligne de ces particules entre leurs sources et la Terre, ce qui est une hypothèse discutable, mais peut-être raisonnable aux plus hautes énergies. D'autres travaux ont été publiés sur la propagation des UHECRs dans des modèles de champs magnétiques plus ou moins réalistes, simulant alors des trajectoires tridimensionnelles. Dans le cas de la physique des rayons cosmiques galactiques de basse énergie, il existe un outil numérique publique, GALPROP ([114] par exemple), résolvant les équations de diffusion et prenant en compte les différents phénomènes pertinents pour ces rayons cosmiques. Le but de `CRPropa` est aussi de fournir un outil numérique public, aux capacités les plus larges possibles, et raisonnablement facile à utiliser pour étudier la phénoménologie des UHECRs. Une présentation de cet outil est proposée dans [115].

`CRPropa` est basé sur des codes de propagation des UHECRs développés par nombre de personnes depuis maintenant presque dix ans (M. Lemoine, G. Sigl, C. Isola, G. Bertone...), programmés en Fortran 77, et dont les limites d'utilisation commençaient à se faire sentir en terme de modularité : il était difficile d'utiliser ces codes pour étudier des situations physiques nouvelles, sans devoir les modifier en profondeur. Il a donc été décidé de réécrire complètement le code en C++. Par ailleurs, on a décidé d'implémenter dès le début dans CRPropa la possibilité de suivre aussi les secondaires neutres générés par les UHECRs (cascades électromagnétiques, neutrinos), suite aux développements récents ou à venir de l'astronomie $\gamma$ et neutrino.

### 5.1.1 Principe des simulations

CRPropa fonctionne selon deux modes fondamentaux : propagation unidimensionnelle ou tridimensionnelle. À une dimension, les particules sont propagées de sources situées en $x > 0$ vers un observateur situé à l'origine des coordonnées. À trois dimensions, les particules chargées diffusent dans des champs magnétiques. Le principe est extrêmement simple : un certain nombre de particules sont injectées au niveau de sources et propagées dans un environnement défini, ainsi que leurs éventuels secondaires. Le programme principal a ainsi la forme suivante :

```
TEveryThing lAll(argv[1]); // Configuration :
TBasicParam *lpBasic = lAll.Basic; // Parametres de base
TUniverse   *lpUniv  = lAll.Univ; // Environnement de propagation

QUEUE<TParticle*> lParts ; // Liste de particules a propager
TList1DPhotons lPhotons1D(lpUniv) ; // (Cas particulier des photons a 1D)

unsigned long lN = 0;
while ( lN < lpBasic->N() ) { // Boucle sur les trajectoires
  lParts.clear();
  lParts.push_back( new TNucleon(lpUniv, &lPhotons1D) ); // Injecte un proton
  while ( lParts.size() ) { // Boucle sur les secondaires engendres
    QUEUE<TParticle*>* lNewSet;
    lNewSet = lParts.back()->Propagate(lpUniv,lpBasic) ; // Propagation
    delete lParts.back() ; // du proton et de ses secondaires
    lParts.pop_back();
    lN++;
    lParts.insert(lParts.end(),lNewSet->begin(),lNewSet->end());
    lNewSet->clear();
  }
}

lPhotons1D.Propagate(lpUniv,lpBasic) ; // (Cas particulier des photons a 1D)
```

Nous décrivons ici les grandes lignes du programme, certains détails algorithmiques ou certains choix physiques étant décrits plus loin. Par ailleurs, le code est entièrement documenté et accessible sur la page web http://apcauger.in2p3.fr/CRPropa/index.php.

#### Sources

À l'heure actuelle, les seules particules que l'on puisse « injecter » avec CRPropa sont des protons. En particulier, l'injection de noyaux plus lourds, possible avec les anciens codes en Fortran, reste un projet en cours. Les sources de protons peuvent être distribuées de manière continue, c'est-à-dire suivant une grille de densité uni- ou tridimensionnelle quelconque. Chaque proton sera alors injecté à partir d'un endroit différent. On peut aussi préciser un nombre fini de sources ponctuelles de coordonnées fixées. Enfin, on peut injecter les protons à partir d'un nombre fini de sources, mais dont les positions sont tirées au hasard au début de la simulation à partir d'une grille de densité.

Le spectre des sources peut être soit monochromatique, soit en loi de puissance, c'est-à-dire que l'énergie des protons injectés est tirée selon la loi $N(E) \sim E^{-\alpha}$ dans une gamme d'énergies $E_{\min} \leq E \leq E_{\max}$.

**Propagation**

Les particules sont caractérisées par leurs positions $(\vec{r}, \vec{p})$ dans l'espace des phases, qui sont modifiées à chaque pas en prenant en compte d'une part les interactions avec les fonds de photons, et d'autre part les déflections éventuelles dans les champs magnétiques spécifiés par l'utilisateur. Les interactions des protons (production de pions et de paires sur les fonds de basse énergie) sont prises en compte à l'aide de tables décrivant les taux d'interactions. Pour la photoproduction de pions, on peut aussi utiliser le générateur d'événements SOPHIA [80], programme public dédié à ces interactions, écrit en Fortran et que nous avons interfacé avec `CRPropa`. La production de paires est modélisée comme un processus continu, alors qu'on modélise au contraire la production de pions comme un processus stochastique.

Les fonds de photons pris en compte sont le CMB bien sûr, mais aussi le fond infrarouge et le fond radio pour lesquels plusieurs paramétrisations sont implémentées et peuvent donc être choisies par l'utilisateur.

Des neutrons peuvent être générés par production de pions ; ils sont alors suivis comme des protons, mais avec des taux d'interaction qui leur sont propres et sans déflections.

À une dimension, on connaît à chaque instant la distance de la particule à l'observateur et donc son redshift. Les effets de redshifts sont donc aussi pris en compte dans ce cas, les paramètres cosmologiques $(\Omega_M, \Omega_\Lambda, H_0)$ étant ajustables par l'utilisateur (on suppose l'univers plat). À un pas $dz$ en redshift correspond ainsi un pas $dx$ en distance propre tel que :

$$dx = \frac{c\,dz}{H_0(1+z)\sqrt{\Omega_\Lambda + (1+z)^3\,\Omega_M}}$$

C'est ce pas de distance propre, locale, qu'il faut considérer pour les interactions et les déflections. L'évolution de la densité des fonds de photons à basse énergie avec le redshift est aussi prise en compte : les taux d'interactions sont ainsi une fonction du redshift. Pour les simulations à 3 dimensions, les trajectoires ne sont pas rectilignes et on ne sait pas a priori à un moment donné quel est le redshift d'une particule. Il est donc impossible dans ce cadre de prendre le redshift en compte : toutes les interactions sont calculées en supposant $z = 0$.

**Détection**

À une dimension, la particule est détectée, c'est-à-dire enregistrée dans un fichier, lorsqu'elle atteint l'origine $x = 0$. À trois dimensions, deux modes de « détection » sont implémentés :

- Le « détecteur » est une grande sphère, entourant une source par exemple, et une particule sera détectée lorsqu'elle quittera l'intérieur de cette grande sphère.
- Le détecteur est une petite sphère et une particule est détectée lorsqu'elle traverse cette sphère.

Il peut y avoir plusieurs sphères implémentées pour une même simulation. On peut ainsi, en utilisant des sphères concentriques autour d'une source, mesurer le spectre de cette source à diverses distances de celle-ci.

Mentionnons aussi l'existence d'un mode où l'intégralité des trajectoires des particules est enregistrée, ce qui permet d'étudier par exemple leurs propriétés diffusives.

**Particules secondaires**

Les secondaires ($e^\pm$, photons, neutrinos) sont générés en tant que particules lors des interactions. La propagation des neutrinos est opérée de manière triviale, seul le redshift devant être pris en compte à une dimension.

Les électrons et photons génèrent des cascades électromagnétiques, dont le développement est suivi à l'aide du programme DINT [81], écrit en C, et que l'on a aussi interfacé avec `CRPRopa`. La description de DINT sera reprise au chapitre suivant, qui traite plus spécialement de ces secondaires, mais notons simplement que DINT prend en compte les mêmes champs magnétiques et les même fonds diffus de photons que `CRPropa`, ce qui rend l'ensemble de la simulation cohérente.

`CRPropa` est à notre connaissance le seul code à l'heure actuelle permettant d'étudier simultanément la propagation tridimensionnelle des UHECRs et les cascades électromagnétiques secondaires.

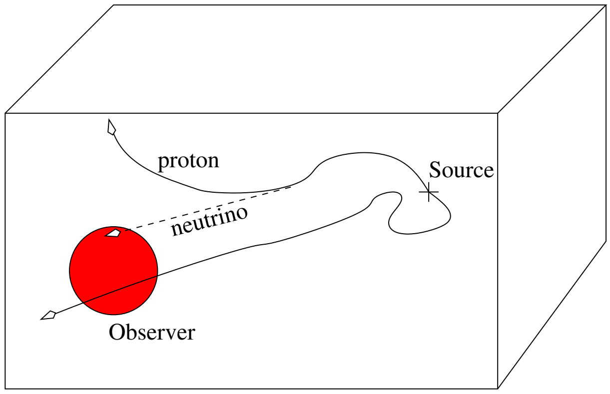



**FIG. 5.1 :** *Exemple de simulation possible avec CRPropa : on place une source et un observateur dans la boîte de simulation contenant des champs magnétiques, et seront enregistrés les nucléons et leurs secondaires qui atteindront l'observateur.*

### 5.1.2 Utilisation

Nous détaillons ici rapidement le principe d'utilisation de ces simulations. Étant donnés les très nombreux paramètres que l'on peut régler, le XML a été choisi comme format des fichiers de configuration. Ils sont gérés par la librairie publique TinyXML[1]. En lisant ce fichier de configuration, `CRPropa` vérifie la cohérence des paramètres donnés (à titre d'exemple trivial, on ne peut indiquer des coordonnées tridimensionnelles pour une source si on est à une dimension). Les fichiers de sortie sont des tableaux donnant une liste « d'événements », dont le format varie en fonction de la configuration choisie. À l'heure actuelle, ils sont écrits en ASCII ou en FITS (gérés par la librairie publique CFITSIO[2]).

#### Fichiers de configuration

Les fichiers de configuration sont constitués de balises XML qui peuvent être imbriquées. Elles définissent les paramètres de base de la simulation (nombre de trajectoires, temps maximal de propagation des UHECRs, etc), et d'autre part décrivent l'ensemble de l'environnement : sources, champs magnétiques, modes de traitement des interactions, etc. Nous donnons ici quelques exemples de blocs de balises, qui mis ensemble forment un fichier de configuration.

```
<TrajNumber          value=10000 />
<MinEnergy_EeV           value=5 />
<MaxTime_Mpc           value=200 />
<RandomSeed           value=1981 />
```

[1] http://www.grinninglizard.com/tinyxml/
[2] http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/fitsio/fitsio.html

Il s'agit là de paramètres simples de la simulation : nombre de trajectoires simulées, énergie minimale pour la propagation des nucléons, temps maximal au bout duquel un nucléon est abandonné, graine aléatoire.

```
<Output type="Full Trajectories">
    <File type="FITS" option="force"> /My_Directory/crp_output.fits </File>
</Output>
```

On spécifie ici que les trajectoires complètes des particules doivent être enregistrées (et pas seulement des événements), et on donne les caractéristiques du fichier de sortie. L'environnement est spécifié par une balise de type `<Environment type="One Dimension" />`. On peut ensuite spécifier les champs magnétiques, par exemple :

```
<MagneticField type="LSS-Grid">
     <Nx   value=512 />
     <Ny   value=512 />
     <Nz   value=512 />
     <Step_Mpc   value=0.1 />
     <File type="FITS"> /My_Directory/example_Bfield.fits </File>
</MagneticField>
```

Dans ce cas, le champ magnétique est une grille tridimensionnelle, issue par exemple d'une simulation de grandes structures, dont on précise le pas, et il est lu dans un fichier FITS qui doit contenir trois tableaux de flottants de taille $512^3$ $(B_x, B_y, B_z)$. On peut aussi définir des champs magnétiques uniformes, de Kolmogoroff, ou même à une dimension pour étudier leur influence sur les cascades électromagnétiques. Voici un exemple de configuration des interactions :

```
<Interactions type="Sophia" >
       <Directory> /MySophiaTableDirectory/ </Directory>
       <MaxStep_Mpc       value=0.5 />
       <NoPairProd />
       <SecondaryNeutrinos />
</Interactions />
```

Dans cet exemple particulier, on utilise l'interface avec SOPHIA pour gérer la photoproduction de pion. On spécifie le répertoire où se situent les tables de taux d'interactions nécessaires, et le pas maximal : ainsi, on testera s'il y a eu production de pion tous les 500 kpc au moins. Toutes les interactions peuvent être « branchées » ou non : dans cet exemple, on ne prend pas en compte la production de paires, mais par contre on suit les neutrinos secondaires générés par production de pions. Voici maintenant un exemple de configuration de sources continues à une dimension, dont la densité est donnée par un fichier ASCII comprennant simplement une colonne. Les balises s'expliquent par elles-mêmes :

```
<Sources type="Continuous">
   <Density>
      <File type="ASCII"> /MyDirectory/Density_1D_Model.txt </File>
      <Nx         value=2000 />
      <Step_Mpc   value=0.1  />
   </Density>
   <Spectrum type="Monochromatic" >
      <Energy_EeV value=100 />
   </Spectrum>
</Sources>
```

Un grand nombre d'autres balises sont disponibles. Mentionnons par exemple la balise <Observers>, la balise <InfraredBackground> qui spécifie le modèle de fond infrarouge à utiliser à la fois pour les interactions des nucléons et le développement des cascades électromagnétiques, la balise <Integrator> qui précise l'intégrateur numérique des équations du mouvement à 3 dimensions, des balises comme <OmegaLambda>, <H0_km_s_Mpc>, <RadioBackground>, etc..

**Fichiers de sortie**

Les fichiers de sortie sont des tables comportant un certain nombre de champs en fonction de la configuration. Nous ne mentionnons pas tous les cas possibles, qui sont répertoriés dans la documentation du code, mais donnons quelques exemples. Dans le cas où l'on suit intégralement des trajectoires en 3 dimensions, chaque trajectoire débute par une ligne contenant la position de la source, puis à chaque pas on enregistre les champs suivants :

type de particule - temps - position relative à la source (x,y,z) - énergie

Dans le cas où on enregistre des événements à 3 dimensions, chaque événement final contient actuellement les champs suivants :

type de particule - position initiale dans l'espace des phases $(\vec{r}, \vec{p})$
- temps de propagation - position finale dans l'espace des phases

Notons enfin le cas particulier des cascades électromagnétiques, pour lesquelles on doit enregistrer le spectre complet, qui consiste en un tableau de 170 nombres flottants, couvrant 17 décades en énergie, de 10 MeV à $10^{24}$ eV à raison de 10 bins par décade.

Ces fichiers de sortie peuvent ensuite être lus et traités avec des logiciels de langage évolué, comme Matlab ou IDL. On peut ainsi représenter graphiquement toutes sortes de grandeurs simulées, spectres, indicateurs d'anisotropies (spectre de puissance, autocorrélation), coefficients de diffusion, courbes de pertes d'énergie, etc... Les scripts traitant ces fichiers de sortie ne sont pas publics, car ils dépendent beaucoup des applications souhaitées et sont simples à développer.

### 5.1.3 Description des modules

`CRPropa` a été conçu de la manière la plus modulaire possible. Un petit nombre de classes virtuelles fondamentales servent de base à des classes dérivées. Il doit ainsi pouvoir être facile pour de futurs utilisateurs de rajouter des classes permettant l'extension des possibilités du code. Voici la liste des classes fondamentales et de leurs principales classes dérivées :

- **TOutputData.** Gère les flots de données vers les fichiers de sortie. Les classes dérivées sont à l'heure actuelle **TNoOutput**, **TAsciiOutput** et **TFitsOutput**.
- **TUniverse.** Classe fondamentale contenant l'ensemble de l'environnement de propagation, c'est-à-dire les sources, champs magnétiques, observateurs, fonds de photons et interactions ainsi que les paramètres liés à la géométrie de la boîte (à 3 dimensions), ou aux effets de redshifts (à une dimension). Les classes dérivées sont à l'heure actuelle **TEnv1D** et **TLargeScaleStructure**.
- **TSources.** Contient les paramètres des sources, qu'elles soient continues (**TContinuousSources**) ou discrètes (**TDiscreteSources**). Cette classe contient un objet de type **TSourceDensity** si les sources sont générées à partir d'une densité fixée par l'utilisateur.
- **TObservers.** Permet la description des observateurs pour l'enregistrement d'événements. Les classes dérivées sont **TNoObserver** (dans le cas où les trajectoires sont intégralement enregistrées), **TPointObserver** (dans le cas à une dimension), et pour les simulations tridimensionnelles **TLargeSphereObserver** et **TSmallSphereObserver**.

- **TMagField.** À l'heure actuelle, les implémentations suivantes du champ magnétique sont disponibles : **TNullMagField**, **TUniformMagField**, **TField1D**, qui contient un vecteur représentant la composante du champ magnétique perpendiculaire à la ligne de visée dans le cas de simulations unidimensionnelles de cascades électromagnétiques ; et surtout la classe virtuelle **TGridField**, contenant trois grilles régulières tridimensionnelles de champs magnétiques ($B_x$, $B_y$ et $B_z$), qui peut être implémentée sous la forme d'un champ aléatoire de Kolmogoroff (**TKolmogoroffMagField**), ou d'une grille provenant d'un fichier extérieur (**TLSSField**).
- **TInteractionData.** Gère l'ensemble des tables d'interaction des nucléons. Les classes dérivées sont **TNullInteraction**, **TBasicPInteraction** qui reprend les tables et les algorithmes utilisés dans les anciens codes écrits en Fortran 77, et **TSophiaInteractions** qui utilise de nouvelles tables et en particulier utilise SOPHIA pour la photoproduction de pion.
- **TParticle.** Il s'agit de la classe la plus importante du code. Elle gère l'ensemble des particules dont on suit la propagation. Sont directement dérivées de cette classe les classes **TNeutrino** et **TPhoton**, dont la propagation est effectué « d'un coup », ainsi que la classe virtuelle **TParticlePropa** servant aux particules chargées dont la propagation doit être suivie pas à pas. La seule classe qui dérive de **TParticlePropa** pour l'instant est **TNucleon**.

La fonction fondamentale qui gère la propagation des particules chargées est la routine TParticlePropa : :Propagate(const TUniverse*, TBasicParam*), prenant en argument des pointeurs vers les classes de configuration de la simulation, et qui applique l'algorithme suivant :

```
do {
     if (aBasic->RecordMode() == "Full Trajectories") this->Write(aUniv, aBasic) ;
     if (aBasic->RecordMode() == "Events") this->CheckDetection(aUniv, aBasic) ;
     this->Deflec(aUniv) ;   // Change time(steps), position, momentum direction
     this->Interact(aUniv) ; // Change energy, momentum norm
} while (this->CheckEndPropa(aUniv,aBasic) == 0);
```

La routine CheckDetection vérifie si la particule est détectée par un observateur, et l'enregistre le cas échéant. Deflec intègre l'équation du mouvement, triviale à une dimension, ou en prenant en compte la force de Lorentz à 3 dimensions. CheckEndPropa teste la fin de la propagation, qui a lieu si la particule atteint l'origine des coordonnées à une dimension, ou si son temps de propagation maximum est écoulé à trois dimensions. La propagation s'arrète aussi si l'énergie de la particule est passée sous un certain seuil.

Notons enfin que `CRPropa` fait usage de la librairie publique CLHEP[3], très utilisée en physique des particules expérimentale. Elle sert en particulier à manipuler les vecteurs tridimensionnels, les nombres aléatoires et les unités : dans `CRPropa`, toutes les grandeurs physiques sont ainsi dimensionnées, et calculées dans un système d'unités cohérent.

### 5.1.4 Détails techniques

#### Intégration de l'équation du mouvement

Plusieurs algorithmes sont disponibles pour intégrer l'équation du mouvement dans l'espace des phases, soit avec $Y \equiv (\vec{r}, \vec{p})$ :

$$\frac{dY}{dt} = f(Y)$$

avec $f$ définie par :

[3] `http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/lhc++/clhep/`

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = c\,\frac{\vec{p}}{||\vec{p}||} \qquad \text{et} \qquad \frac{d\vec{p}}{dt} = q\,\frac{d\vec{r}}{dt} \wedge \vec{B}$$

Pour pouvoir étudier la propagation des UHECRs dans des champs magnétiques très structurés tels que ceux présentés au chapitre précédent, il est indispensable d'utiliser un intégrateur à pas adaptatif, le rayon de courbure d'une trajectoire pouvant varier, comme les champs $\vec{B}$, d'un facteur $\sim 10^6$ en quelques pas ! Nous avons pour l'instant implémenté dans `CRPropa` l'intégrateur de Runge Kutta avec pas adaptatif tel que donné par les Numerical Recipes[4]. Il s'agit d'un intégrateur du $5^{ieme}$ ordre, dont le principe est le suivant : à chaque étape, on part d'un pas $h_{\rm try}$ et on estime l'erreur relative $\epsilon$ faite avec ce pas. On compare cette valeur avec un $\epsilon_{\rm ref}$ fixé, et on modifie le pas en fonction de $\epsilon/\epsilon_{\rm ref}$. On finit ainsi par atteindre un pas optimal $h_f$, qui est celui pour lequel on intègre les équations du mouvement et qui servira de pas $h_{\rm try}$ à la prochaine étape de l'intégration.

♠ *Note importante : dans le cadre de `CRPropa`, nous avons aussi modifié l'intégrateur de façon à borner le pas : $h_{\rm min} \leq h_f \leq h_{\rm max}$. La valeur minimale $h_{\rm min}$ existe lorsque le champ magnétique est une grille dont la distance $\Delta$ entre deux points adjacents est fixée : il ne sert alors à rien de vouloir utiliser un pas plus petit que $\sim \Delta$, le facteur limitant la précision de l'intégration étant alors la résolution de la grille. La valeur maximale $h_{\rm max}$ est associée au pas maximal autorisé pour les interactions. Il faut en particulier que $h_{\rm max}$ soit très petit devant la distance minimale d'interaction par photoproduction de pions.*

L'intégration des équations du mouvement génère forcément des phénomènes de dissipation numérique. On observe en effet qu'aux très longues échelles de temps, en présence de champs $\vec{B}$ forts, l'énergie de la particule n'est pas parfaitement conservée : par exemple, même avec $\epsilon_{\rm ref} = 10^{-5}$, un proton d'énergie 100 EeV tournant dans un champ magnétique uniforme de 1 $\mu G$ (soit un rayon de Larmor de 0.1 Mpc) perd 0.5% de son énergie sur 300 Mpc. Ces « pertes » sont en général faible devant les autres effets, ne serait-ce que le redshift, mais peuvent être significatives à basse énergie en champ $\vec{B}$ fort. On corrige cet effet dans l'algorithme en imposant à la particule chargée de conserver son énergie après chaque étape de déflection. La Fig. 5.2 montre le résultat : il reste bien sûr toujours une erreur sur la trajectoire, très faible et donc sans aucune importance ; l'énergie reste par contre constante même à très long terme. Cette précaution permet d'éviter tout biais sur le spectre prédit par les simulations.

En pratique, étant données les incertitudes sur les champs $\vec{B}$ et la nature stochastique des mouvements, une précision $\epsilon_{\rm ref} = 10^{-3}$ de l'intégrateur est amplement suffisante. Avec cette précision, il suffit d'environ quatre pas d'intégration pour effectuer un tour complet dans un champ magnétique uniforme.

**Algorithmes de « détection »**

Nous précisons ici le détail de l'algorithme de détection d'une particule chargée se propageant dans l'espace tridimensionnel par une « petite sphère » de rayon $OB = r$ ; la géométrie est représentée en Fig. 5.3 (gauche). La particule est à un instant donné en un point $P$. À chaque pas on applique la méthode suivante, qui consiste en un raffinement de la méthode utilisée dans l'ancêtre de `CRPropa` :

- On calcule $CP$. Quoi qu'il arrive, sauf si la particule venait à être détectée, le prochain pas d'intégration sera inférieur à $CP$, afin d'éviter de perdre la détection suite à un pas trop grand.
- Si $OP \leq r(1+\epsilon_1)$, où typiquement $\epsilon_1 \sim 5\%$, alors on calcule :

$$OA^2 = OP^2 - \left(\overrightarrow{OP}\cdot\frac{\vec{v}}{v}\right)^2 \qquad \text{puis} \qquad \Delta \equiv r^2 - OA^2$$

  Il y a détection si $\overrightarrow{AP}\cdot\vec{v} \leq 0$ et $\Delta \geq 0$. Dans ce cas $AB = \sqrt{\Delta}$.

[4] `http://www.library.cornell.edu/nr/bookcpdf.html`

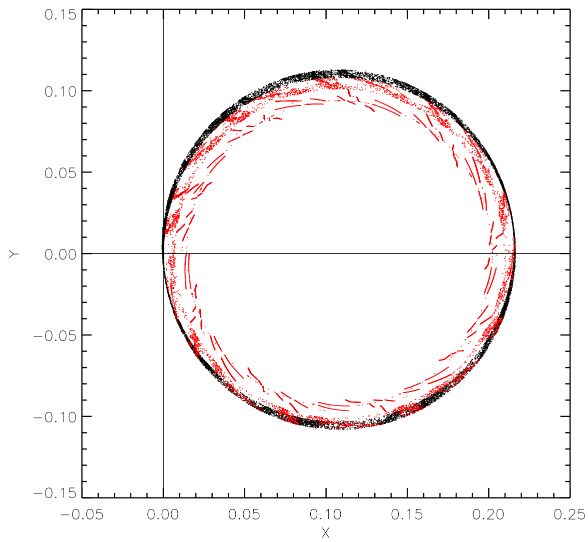
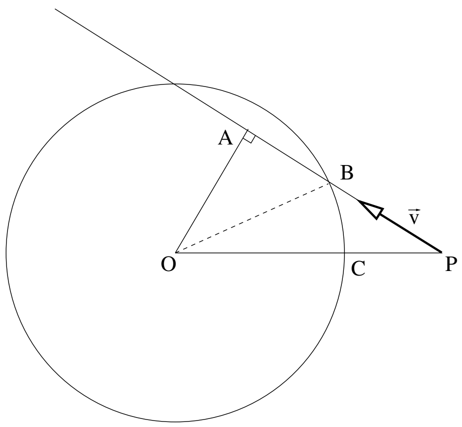



**FIG. 5.2 :** *Trajectoires simulées de protons d'énergie* $10^{19}$ *eV (sans interactions) dans un champ magnétique uniforme de* $0.1\mu G$ *perpendiculaire au plan de la figure, avec une position initiale* $\vec{r}_0 = \vec{0}$ *et une précision* $\epsilon_{\rm ref} = 10^{-5}$*. Les trajectoires sont suivies sur 10 Gpc : on se place donc dans un cas extrême. Rouge : intégration standard des équations du mouvement. Le rayon de Larmor diminue au cours du temps à cause de la dissipation numérique. Noir : correction de l'énergie à chaque pas. Le rayon de Larmor reste constant, mais on observe néanmoins une légère dérive de la trajectoire.*

– On corrige alors la position de la particule en la déplaçant rectilignement selon la direction de sa vitesse, jusqu'en $P'$ tel que $PP' = PB \times (1 + \epsilon_2)$ où typiquement $\epsilon_2 \sim 0.1\%$. Cela assure à la particule d'être effectivement dans la sphère. Elle est alors enregistrée.
– Même si la particule est enregistrée, sa propagation est poursuivie : elle ne sera pas détectée au pas suivant. Elle peut par contre diffuser loin de la sphère et revenir, elle sera alors détectée une seconde fois. Cela est nécessaire car le but de ces observateurs est d'échantillonner la densité des UHECRs en une région de l'espace, même s'il y a diffusion.



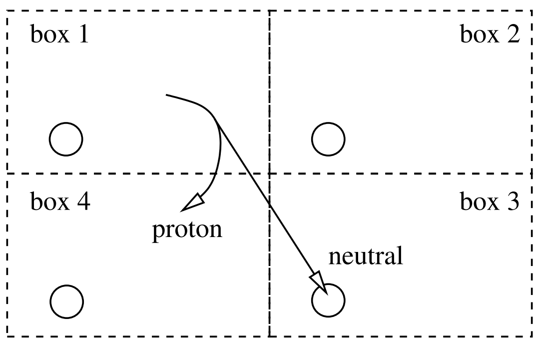




**FIG. 5.3 :** *Gauche : géométrie d'une petite sphère servant de détecteur dans* `CRPropa`*. Droite : détection d'un secondaire neutre dans une boîte adjacente à celle du point de création du secondaire.*

L'algorithme fonctionne sans problème tant que le rayon de Larmor de la particule au voisinage de la sphère est grand devant $r$. On a vérifié son bon fonctionnement en considérant une source à $d = 5$ Mpc de $O$, et $r = 2$

Mpc. La source émet des particules de manière isotrope sans déflection. Elle voit la sphère d'un angle $\theta$ tel que $\sin\theta = r/d$, soit un angle solide $\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta)$. Le rapport entre le nombre de particules enregistrées et le nombre de particule injectées doit alors être $f = \Omega/4\pi = (1 - \cos\theta)/2 = 4.17\%$, ce qui est pratiquement observé.

L'algorithme de détection par ces même sphères pour des particules neutres est légèrement différent car il n'y a qu'un seul pas de propagation dans ce cas. Il faut en particulier prendre en compte le fait que le secondaire peut être détecté par des observateurs situés dans une boîte voisine de celle où il est généré, à cause des conditions aux limites périodiques qui sont imposées pour la propagation. Ce cas est illustré à la Fig. 5.3 (droite).

Notons pour conclure que le choix du rayon de ces petites sphères est crucial en terme de CPU : la plupart des particules injectées aux sources ne rencontreront jamais ces observateurs et sont donc propagées en pure perte. Plus la sphère est grande, plus le « rendement » de la simulation (nombre de particules enregistrées / nombre de particules propagées) est grand.

Peut-on propager des particules en sens inverse ?

Cette question revient souvent étant donné le « gâchi » de temps CPU que représente la propagation de particules qui ne seront jamais détectées. L'idée est de propager numériquement les antiparticules des UHECRs dans les champs $\vec{B}$ de la Terre aux sources. Elle a été implémentée dans [116] et [117] pour la propagation galactique, et dans [118] pour la propagation extragalactique. Cette méthode soulève plusieurs problèmes :

– Les pertes d'énergie des protons ne peuvent qu'être approximées comme un unique processus continu. On perd en particulier la nature stochastique de la photoproduction de pions.
– Jusqu'où arrêter la propagation en sens inverse ? Cela dépend de la distribution des sources, mais aussi de l'énergie de la particule. On peut appliquer des méthodes statistiques, la probabilité d'arrêter la propagation en un point donné étant proportionnelle à la densité des sources en ce point par exemple.
– On ne peut pas étudier la propagation de noyaux plus lourds que les protons car on ne peut pas propager en sens inverse une cascade de particules. Il en va de même pour les secondaires neutres des UHECRs.

Cette méthode possède ainsi plusieurs inconvénients qui la rendent très délicate d'emploi, voire inutilisable pour prédire les diverses observables UHECRs dans le cadre d'un modèle spécifique de propagation. Nous ne l'avons donc jamais utilisée, mais elle est tout-à-fait implémentable dans le cadre de `CRPropa`.

### 5.1.5 Exemples simples

On présente ici quelques-uns des exemples simples qui ont été implémentés afin de valider le fonctionnement du code. Ces exemples permettent déjà de modéliser des effets simples et pertinents sur la propagation des UHECRs. Nous étudierons par la suite des situations plus complexes. La Fig. 5.4 (gauche) représente les pertes d'énergie de nucléons au cours de leur propagation. On observe l'effet de l'interaction GZK, puisque les particules d'énergie 500 EeV perdent la plupart de leur énergie sur quelques dizaines de Mpc. De plus, la dispersion importante dans la distribution des énergies des particules à une distance donnée montre l'effet de la stochasticité de la production de pions.

La Fig. 5.4 (droite) présente le spectre obtenu à partir d'une distribution continue de sources. La densité des sources évolue avec le redshift selon un modèle d'évolution reproduisant l'évolution de la densité des quasars. La simulation a été effectuée avec un indice spectral des sources égal à 1, et on a ensuite repondéré chacun des « événements » afin de simuler des indices spectraux différents. Les spectres obtenus sont normalisés aux données d'Auger à 5 EeV.

La Fig. 5.5 présente le spectre observé d'une source individuelle, d'indice spectral fixe, en fonction de sa distance. Le spectre est plat à basse énergie car les interactions ne sont pas importantes autour de 10 EeV pour des distances de propagation inférieures ou de l'ordre de 100 Mpc. On observe une atténuation GZK

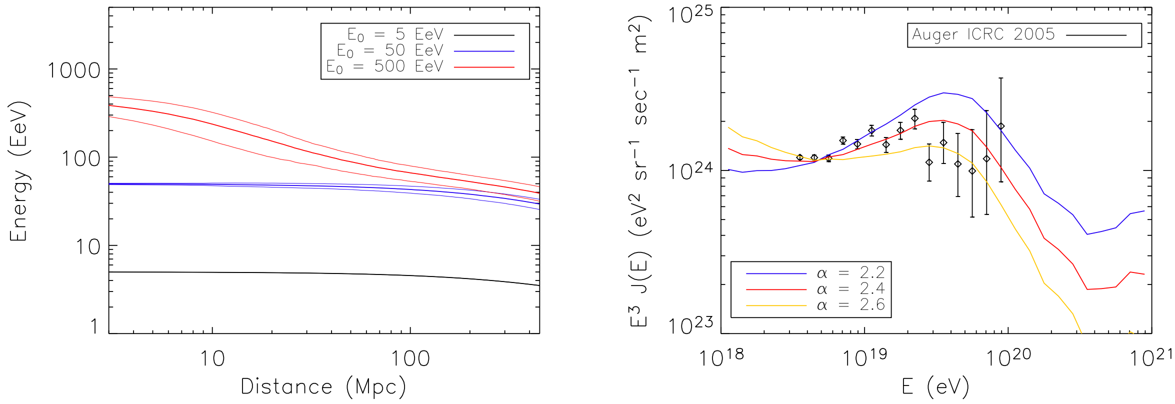



**FIG. 5.4 :** *Gauche : Évolution de l'énergie des nucléons dans les fonds de photons « standards », en fonction de la distance de propagation, pour une énergie initiale donnée. Les lignes épaisses représentent l'énergie moyenne, et les lignes fines la dispersion due à la stochasticité des interactions. Droite : spectre des rayons cosmiques dans le cas d'une distribution de sources continue, d'indice spectral $\alpha$, et dont la densité augmente en loi de puissance avec le redshift jusqu'à $z \sim 4$. Ce spectre est ajusté grossièrement aux données Auger.*

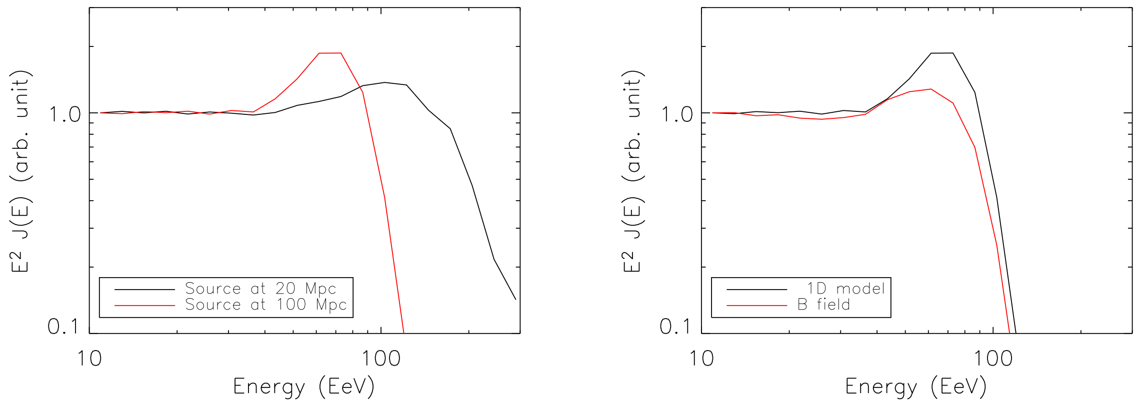



**FIG. 5.5 :** *Gauche : spectre d'une source individuelle d'indice spectral $\alpha = 2$, en fonction de la distance de la source à l'observateur, dans un modèle de propagation unidimensionnel. Droite : spectre d'une source individuelle à 100 Mpc de l'observateur, en présence et en l'absence de champs magnétiques.*

d'autant plus marquée que la source est éloignée. Cette atténuation s'accompagne naturellement, pour des sources individuelles, d'une « bosse » due à l'accumulation à 50-80 EeV des particules ayant perdu de l'énergie par production de pions.

Nous considérons maintenant un modèle tridimensionnel, avec une source située à 100 Mpc de l'observateur, dans une région magnétisée associée à un amas de galaxies. Le spectre observé est représenté sur la Fig. 5.5 (droite) et comparé au cas où les champs magnétiques ne sont pas pris en compte. On observe ainsi que l'effet des champs magnétiques n'est pas négligeable, ce qui justifie les efforts que nous allons mener par la suite. On remarque que :

1. Le champ $\vec{B}$ génère une dispersion dans la distance de propagation entre la source et l'observateur, ce qui réduit grandement l'amplitude de la « bosse ».
2. Le champ $\vec{B}$ augmente la distance moyenne de propagation comparée à une distance fixe de 100 Mpc. Cela rend l'atténuation GZK plus forte.

## 5.2 Régimes de propagation en milieu hétérogène

Dans un champ magnétique dont les propriétés sont homogènes dans l'espace, les rayons cosmiques diffusent, dans un régime de diffusion « normal », jusqu'à une certaine énergie à partir de laquelle la propagation est balistique. Le chapitre précédent a montré qu'il est probable qu'aux grandes échelles, dans le milieu extragalactiques, les champs magnétiques soient extrêmement structurés. En physique statistique et de la matière condensée, on sait que les particules qui diffusent dans des milieux très inhomogènes n'ont pas un comportement diffusif classique, mais peuvent avoir des comportements dits sous-diffusifs ou superdiffusifs. Nous nous demandons ici si de tels régimes sont possibles, en utilisant les modèles de champs magnétiques extragalactiques à notre disposition. Cette section est l'objet d'un article en préparation, et tous les résultats présentés sont donc préliminaires.

### 5.2.1 Régimes de diffusion en milieu homogène

Nous décrivons ici des résultats classiques sur la propagation des rayons cosmiques, dans le cas de champs magnétiques qui peuvent être chaotiques mais dont les propriétés statistiques sont homogènes dans l'espace.

**Régime de déflections faibles**

Si le champ magnétique est suffisamment faible et la distance de propagation considérée est courte, alors l'angle de déflection $\theta$ d'une particule chargée entre sa source et un observateur sera petit. On peut estimer cet angle analytiquement dans deux situations :

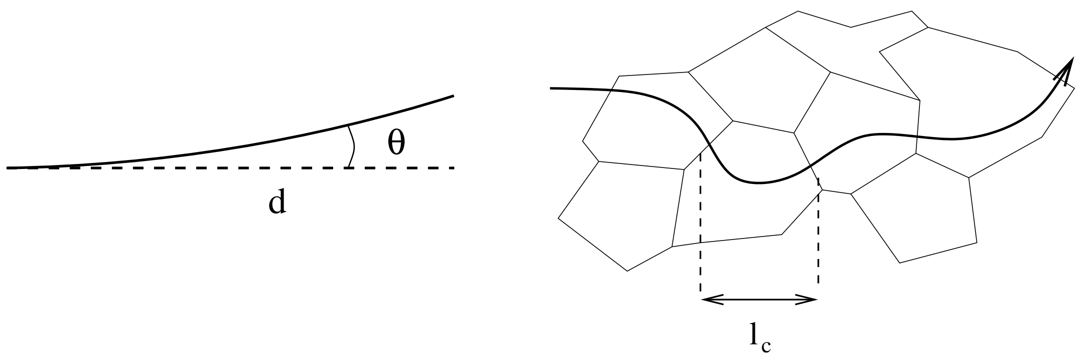



**FIG. 5.6 :** *Gauche : géométrie d'une déflection faible dans un champ magnétique uniforme. Droite : géométrie d'une déflection faible dans un champ magnétique de longueur de cohérence $\ell_c$. Les « cellules » représentent des domaines de cohérence du champ magnétique.*

– Dans un champ magnétique uniforme, avec les notations de la Fig. 5.6 (gauche), on a aux petits angles $d \simeq r_L\theta$, où $r_L$ est le rayon de Larmor de la particule. On en tire la relation :

$$\theta \simeq 0.52^\circ \left(\frac{Z \times 10^{20}\text{eV}}{E}\right)\left(\frac{d}{1\text{Mpc}}\right)\left(\frac{B_\perp}{1\,\text{nG}}\right)$$

$B_\perp$ est la composante du champ perpendiculaire à la trajectoire. On voit ainsi immédiatement que si le rayon cosmique se propage uniquement dans un vide (pour lesquels on a vu que les champs magnétiques sont probablement inférieurs au nG), et sur une distance de quelques Mpc, alors l'identification d'une éventuelle source doit être possible aux plus hautes énergies, puisque l'extension typique de cette source sera de l'ordre du degré, soit le même ordre de grandeur que la résolution angulaire des instruments.

– On se place dans l'hypothèse plus réaliste où le champ a une longueur de cohérence $\ell_c$. Cela signifie que le spectre de puissance $\hat{B}(k)$ du champ a une coupure à $2\pi/\ell_c$. On peut alors modéliser grossièrement le champ comme étant uniforme à l'échelle de cellules d'extension spatiales $\ell_c$ comme le montre la Fig. 5.6 (droite). Sur une distance $\ell_c$, on peut appliquer le résultat précédent et on aura une petite déflection $\delta\theta \simeq \ell_c/r_L$. Sur une distance de propagation $d$, il y a $N = d/\ell_c$ « cellules » traversées, et la déflection totale est $\theta \sim \sum_{i=1}^{N} \delta\theta_i$ (en supposant le mouvement bidimensionnel pour simplifier, et tant que l'angle $\theta$ n'est pas grand). Les $\delta\theta_i$ étant des grandeurs aléatoires indépendantes, on a donc une marche aléatoire dont le résultat est $\theta \simeq \sqrt{N}\delta\theta$, soit :

$$\theta \simeq \frac{\sqrt{d\,\ell_c}}{r_L}$$

Une modélisation plus fine fait apparaître un facteur $2/9$, si bien qu'on a la relation [119] :

$$\theta \simeq 0.8^\circ \left(\frac{Z \times 10^{20}\mathrm{eV}}{E}\right) \left(\frac{d}{10\,\mathrm{Mpc}}\right)^{1/2} \left(\frac{\ell_c}{1\,\mathrm{Mpc}}\right)^{1/2} \left(\frac{B}{1\,\mathrm{nG}}\right)$$

On voit là encore qu'en supposant que les champs magnétiques extragalactiques sont de l'ordre du nG et ont une longueur de cohérence de l'ordre du Mpc, ce qui est raisonnable *en moyenne dans le milieu extragalactique*, les déflections sont suffisamment faibles pour permettre la détection d'une éventuelle source proche aux plus hautes énergies. Mais cette relation ne prend pas en compte l'extrême inhomogénéité des champs magnétiques que nous avons décrits au chapitre précédent.

### Champs magnétiques turbulents

On modélise des champs magnétiques turbulents statistiquement homogènes par leur spectre de puissance $\hat{B}(k)$. La densité d'énergie spectrale associée au mode $k$ est notée $w(k) \sim k^2\hat{B}^2(k)$. Les mécanismes de turbulence hydrodynamique imposent en général une loi de puissance $\hat{B}(k) \sim k^{-\alpha}$ pour $k \geq 2\pi/\ell_c$, c'est-à-dire à des échelles inférieures à une certaine longueur de cohérence $\ell_c$.

♠ *Numériquement, on construit donc un tel champ en calculant $\hat{B}(k)$ (qui fait intervenir des coefficients de phase aléatoire), pour $2\pi/\ell_c \leq k \leq k_{\max}$, $k_{\max}$ étant déterminé par la résolution numérique de la grille. On calcule alors le champ $\vec{B}$ en appliquant une transformation de Fourier inverse.*

Un cas particulier courant de champ turbulent est le champ de Kolmogoroff. En faisant l'hypothèse que le flux d'énergie associé à la turbulence d'une échelle à l'autre est indépendant de $k$, on montre que $w(k) \sim k^{-5/3}$, soit $\hat{B}(k) \sim k^{-11/3}$.

**Régime diffusif**

Si la propagation a lieu sur une distance suffisante, dans des champs $\vec{B}$ assez élevés, on entre en régime diffusif ce qui signifie que pour une trajectoire donnée, la distance $d$ à une source n'augmente que proportionnellement à $\sqrt{t}$. Le coefficient de diffusion est par définition $D = \langle d^2 \rangle / 6t$, où $\langle \cdot \rangle$ est une moyenne d'ensemble sur les trajectoires. Le facteur 6 est lié à l'aspect tridimensionnel de la propagation.

Des études précises de l'évolution du coefficient de diffusion avec l'énergie, en fonction des propriétés de la turbulence magnétique, on été faites dans [120] et [121]. On définit une énergie critique $E_*$ telle que $r_L(E_*) = \ell_c/2\pi$, soit :

$$\frac{E_*}{\mathrm{eV}} \simeq 1.45 \times 10^{20} \left(\frac{B}{\mu G}\right) \left(\frac{\ell_c}{\mathrm{Mpc}}\right)$$

- Pour $E \gg E_*$, le rayon de Larmor est grand devant la longueur de cohérence, si bien qu'aux courtes distances les résultats obtenus dans le cas des faibles déflections est valable. On peut estimer classiquement le coefficient de diffusion par :

$$D \simeq \frac{1}{3} c\, l_{\text{diff}}$$

  Où $l_{\text{diff}}$ est la longueur de diffusion, c'est-à-dire la longueur typique pour laquelle l'angle de déflection est d'ordre unité. En utilisant la relation obtenue précédemment, $\theta(d) \sim \sqrt{d\ell_c}/r_L$ (valable formellement pour $\theta \ll 1$), la relation $\theta(l_{\text{diff}}) \sim 1$ permet d'obtenir :

$$D \sim \frac{1}{3} \frac{c\, r_L^2}{\ell_c}$$

  En particulier, le coefficient de diffusion augmente proportionnellement à $E^2$. L'étude approfondie de [120] permet d'obtenir pratiquement la même relation, $D \sim E^{7/3}$.
- Pour $E \ll E_*$, la diffusion est dominée par « l'interaction » entre la particule et les ondes de MHD résonantes, avec une longueur d'onde de l'ordre du rayon de Larmor. *Dans le cas d'une turbulence de Kolmogoroff*, on montre alors qu'on a :

$$D \sim \frac{1}{3} c\, \ell_c \left(\frac{r_L}{\ell_c}\right)^{1/3} \sim E^{1/3}$$

- Pour $E \sim E_*$, la longueur de diffusion est de l'ordre de $r_L$ et on a le coefficient de diffusion, dit de Bohm :

$$D \sim \frac{1}{3} c\, r_L \sim E$$

  Notons que ce régime de diffusion de Bohm n'est qu'un régime de transition entre les deux précédents, qui n'existe éventuellement que dans une petite fenêtre en énergie [122].

**Transition balistique - diffusif**

Pour une particule de rigidité donnée, dans un champ magnétique turbulent donné, le régime de propagation est toujours balistique aux temps courts (pour lesquels la déflection reste faible), et diffusif aux temps longs. Il y a donc une transition entre ces deux régimes pour une certaine distance $R_{\text{crit}}$ de propagation. La modélisation des phénomènes de propagation des UHECRs dépend de la comparaison entre $R_{\text{crit}}$ et la distance $l_{\text{loss}}$ associée aux pertes d'énergies des UHECRs :

- Si $R_{\text{crit}} \gg l_{\text{loss}}$ alors il est pertinent d'utiliser un modèle de propagation balistique des UHECRs. L'approximation unidimensionnelle pour résoudre les équations de transport est justifiée.
- Si $R_{\text{crit}} \ll l_{\text{loss}}$, le régime de propagation des UHECRs entre leurs sources et la Terre est diffusif. Il faut donc prendre en compte un noyau de diffusion dans l'équation de transport des particules, ce qui a été fait par exemple dans [123].
- Si $R_{\text{crit}}$ et $l_{\text{loss}}$ sont comparables, alors les choses se compliquent car le régime de propagation n'est ni totalement diffusif, ni totalement balistique. Dans ce cas, on est forcé, pour étudier la propagation des UHECRs, de passer par des simulations où l'on suit intégralement les trajectoires des particules à 3 dimensions.

La Fig. 5.7 montre qu'avec des estimations « raisonnables »du champ magnétique, les distances $l_{\text{loss}}$ et $R_{\text{crit}}$ sont comparables dans la région d'énergie GZK. **On attend donc que, même avec une turbulence magnétique homogène, le régime de propagation des UHECRs ne soit ni balistique, ni diffusif.** Cela justifie l'utilisation de Monte-Carlos complets tels que `CRPropa` pour les études de propagation.

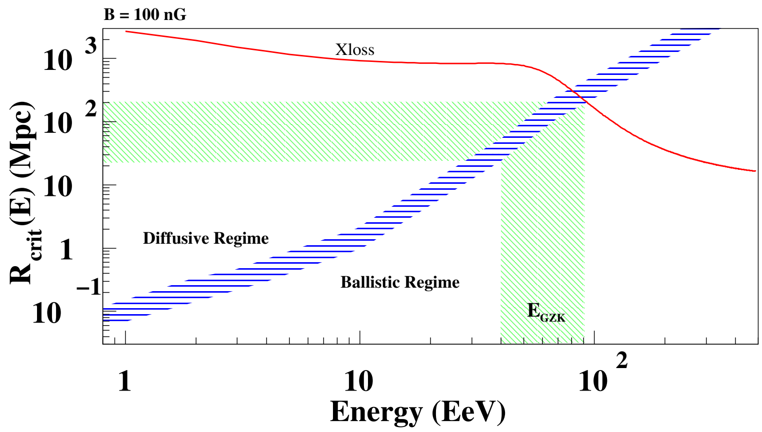



**FIG. 5.7 :** *Comparaison entre la distance de transition balistique - diffusif d'une part, et la distance de perte d'énergie d'autre part, pour des protons dans un champ magnétique turbulent homogène de 100 nG [121].*

### 5.2.2 Diffusion anormale et vols de Lévy

Il est probable que les résultats précédents ne s'appliquent pas directement à la propagation des UHECRs dans le milieu extragalactique, car nous avons vu que les champs $\vec{B}$ y sont vraissemblablement très structurés, à l'image des grandes structures de densité. On attend que les UHECRs aient un régime quasi-diffusif à l'intérieur des région magnétisées, et au contraire se propagent en ligne droite dans les vides des grandes structures. Un tel comportement évoque le phénomène de superdiffusion, connu et appliqué avec succès dans d'autres branches de la physique au cours de la fin du $20^{\text{ieme}}$ siècle. Nous présentons ici brièvement ce phénomène. Pour une revue détaillée, on consultera [124]. L'auteur de ces lignes a eu connaissance de ce mécanisme dans le cadre de son application au refroidissement laser subrecul des atomes [125].

#### Marche aléatoire à pas de longueur variable

Nous reprenons le problème classique de la marche aléatoire à temps discrets à une dimension, avec des pas de longueur algébrique $\ell$ variables, selon une distribution symétrique $p(\ell)$. Chaque pas ayant lieu avec un intervalle de temps $\tau_0$, la distance algébrique parcourue depuis l'origine à l'instant $t = N\tau_0$ est :

$$X_N = \sum_{i=1}^{N} \ell_i$$

On se place dans un premier temps *dans le cas où $\langle \ell^2 \rangle$ est finie*. Dans ce cas, on a :

$$\begin{aligned}
\langle X_N^2 \rangle &= \sum_{i,j} \langle \ell_i \ell_j \rangle \\
&= N \langle \ell^2 \rangle \\
&= 2Dt \qquad \text{avec} \;\; D = \frac{\langle \ell^2 \rangle}{2\tau_0}
\end{aligned}$$

On montre en fait dans ce cas que pour $N \to \infty$, la distribution de $X_N$ tend vers la loi $P(X_N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-X_N^2/2\sigma^2}$ avec $\sigma = \langle X_N^2 \rangle$. C'est le théorème central limite : la loi gaussienne est un attracteur de toutes les lois de probabilité *dont le second moment est fini*.

On s'intéresse maintenant au cas où la distribution des pas élémentaires possède une queue en loi de puissance :

$$p(\ell) \sim \ell^{-(1+\mu)} \qquad \text{avec } \; 0 < \mu < 2$$

Dans ce cas le théorème précédent ne s'applique pas, mais on montre néanmoins qu'il existe un attracteur, non-gaussien, appelé fonction de Lévy symétrique. En notant $Z_N \equiv X_N/N^{1/\mu}$, la distribution de $Z_N$ tend vers l'attracteur suivant :

$$L_{\mu,0}(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{\mathbb{R}} dk\, e^{ikx-|k|^\mu}$$

Cette loi étant indépendante de $N$, on a $Z_N \sim 1$, et donc typiquement $|X_N| \sim N^{1/\mu}$. On peut retrouver et interpréter qualitativement ce résultat avec le raisonnement suivant. À cause de la queue en loi de puissance, la marche aléatoire va comporter quelques pas de grande taille $\ell$, qui apparaissent pratiquement comme des sauts. On note $\ell_c(N)$ le plus grand pas effectué parmi les $N$ pas considérés. On peut l'estimer en écrivant qu'une valeur aussi grande que $\ell_c(N)$ a lieu une fois en $N$ essais, soit :

$$N\int_{\ell_c(N)}^{\infty} p(\ell)d\ell \simeq 1 \qquad \Longrightarrow \qquad \ell_c(N) \sim N^{1/\mu}$$

Pour calculer $\langle X_N^2\rangle$, on ne peut pas intégrer $\ell^2 p(\ell)$ jusqu'à l'infini puisque cette intégrale diverge, mais on peut limiter l'intégrale jusqu'au plus grand pas effectué, ce qui permet d'estimer :

$$X_N^2 \sim N\int^{\ell_c(N)} \ell^2 p(\ell)d\ell$$

On trouve ainsi immédiatement $X_N^2 \sim N^{2/\mu}$, ce qui confirme le résultat donné précédemment. On remarque en particulier que $X_N \sim \ell_c(N)$, ce qui signifie que les pas les plus longs dus à la queue en loi de puissance dominent complètement la marche aléatoire. On a ainsi un mouvement de nature autosimilaire puisque la trajectoire complète d'une particule « ressemble » à un pas unique. **Ce régime de propagation est dit superdiffusif (on parle de vols de Lévy).** La Fig. 5.8 montre la différence entre un régime diffusif et un régime superdiffusif.

Dans le cas particulier $\mu = 2$, $\langle \ell^2\rangle$ est presque finie (divergence logarithmique), et on retrouve $X_N^2 \sim N$, c'est-à-dire un régime diffusif. De plus, dans ce cas on voit que l'attracteur $L_{2,0}$ est la transformée de Fourier d'une gaussienne, c'est-à-dire une gaussienne. Dans le cas $\mu = 1$, $X_N \sim N$, c'est-à-dire que le régime devient en fait pratiquement balistique. L'attracteur $L_{1,0}$ est dans ce cas la transformée de Fourier d'une exponentielle, c'est-à-dire la distribution de Cauchy $1/(1+x^2)$.

**Marche aléatoire avec temps d'arrêts**

On considère maintenant le cas où la distribution des longueurs de pas a un moment d'ordre deux fini $\ell_0^2 \equiv \langle \ell^2\rangle$, mais le temps $\tau$ entre chaque pas suit une distribution $\psi(\tau)$, telle que $\psi(\tau) \sim \tau^{-(1+\nu)}$ aux grands temps. Après $N$ pas, on est donc au temps $t = \sum_{i=1}^N \tau_i$, et deux cas sont possibles :

- Si $\langle\tau\rangle$ existe, alors $t \sim N\langle\tau\rangle$ et on a une diffusion normale, avec $\langle X_N^2\rangle \sim N\ell_0^2 \propto t$.
- Dans le cas $0 < \nu < 1$, ce n'est pas le cas. $t$ étant une somme de variables aléatoires ayant une distribution en loi de puissance sans second moment, on a d'après les résultats précédents $t \sim N^{1/\nu}$. On en tire :

$$\langle X_N^2\rangle \sim N\ell_0^2 \propto t^\nu \qquad \text{avec } \; \nu < 1$$

Dans ce cas, *on parle de régime sous-diffusif.* La diffusion des particules est en effet ralentie par leur « piégeage » qui intervient à des moments aléatoires.

Les résultats obtenus précédemments se généralisent sans problèmes à 3 dimensions. Ils montrent que si le « milieu de propagation » d'une particule est particulièrement inhomogène (ce qui est modélisé par une distribution en loi de puissance des pas de la marche aléatoire, ou des temps entre chaque pas), alors il peut y avoir

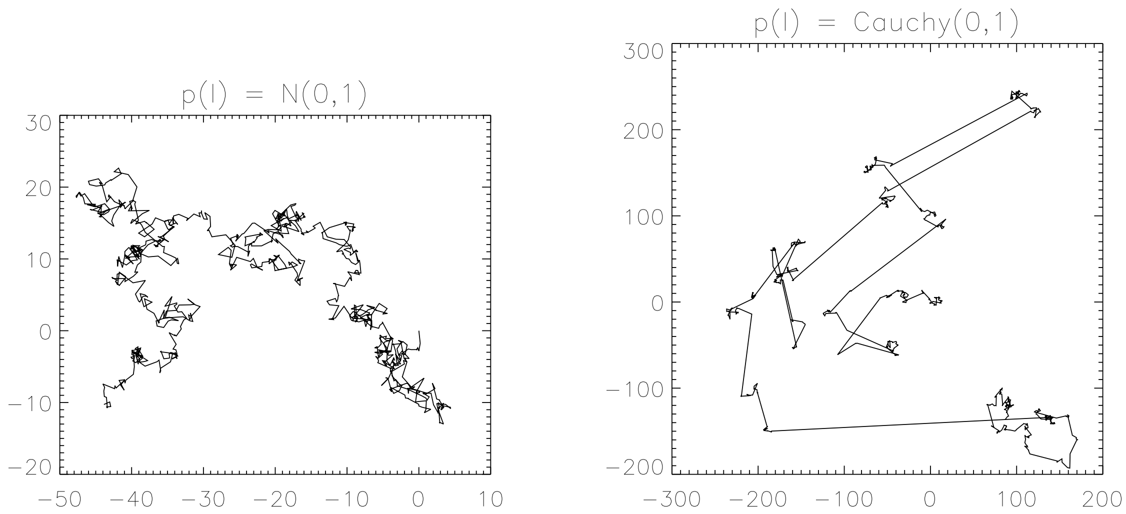



**FIG. 5.8 :** *Propagation d'un marcheur aléatoire bidimensionnel à temps discret dont la taille des pas suit une distribution normale (gauche) ou de Cauchy (droite). On voit clairement dans le second cas le régime de superdiffusion. Les trajectoires des UHECRs dans les grandes structures peuvent ressembler à ce second exemple.*

des régimes de diffusion anormale. En combinant une distribution $p(\ell) \sim \ell^{-(1+\mu)}$ avec une distribution indépendante $\psi(\tau) \sim \tau^{-(1+\nu)}$, on obtient le diagramme des régimes de propagation de la Fig. 5.9. Les différents régimes sont définis par le comportement $\langle X^2 \rangle \sim t^\gamma$, avec « l'exposant critique » $\gamma$ tel que :

1. Régime diffusif : $\gamma = 1$
2. Régime sous-diffusif : $\gamma < 1$
3. Régime superdiffusif : $1 < \gamma < 2$
4. Régime balistique : $\gamma = 2$

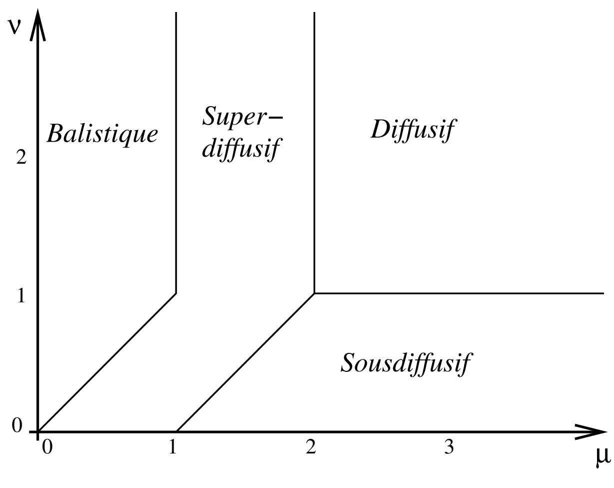



**FIG. 5.9 :** *Différents régimes de propagation pour une marche aléatoire, en fonction de la distribution de la longueur des pas $p(\ell) \sim \ell^{-(1+\mu)}$ et des temps entre chaque pas $\psi(\tau) \sim \tau^{-(1+\nu)}$.*

♠ *On aurait pu aussi parler de la magie des « queues de distribution en loi de puissance » à propos du spectre des rayons cosmiques en introduction...*

### 5.2.3 Diffusions des UHECRs dans les champs magnétiques des grandes structures

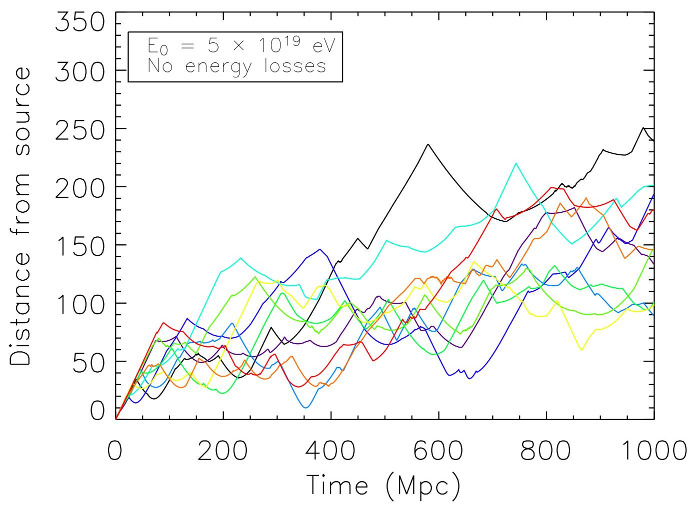



**FIG. 5.10 :** *Échantillon de trajectoires de particules de rigidité 50 EeV constante (sans interactions), dans les champs magnétiques de [110]. On représente la distance à la « source » de la particule, celle-ci étant choisie aléatoirement dans l'espace.*

La Fig. 5.10 montre des exemples de propagation d'UHECRs de rigidité donnée (on a « coupé » les interactions) dans des champs magnétiques extragalactiques structurés. On observe clairement que les trajectoires sont quasi-rectilignes pendant des durées qui peuvent dépasser 100 Mpc, et qu'elles sont au contraire très diffusives par moments. Cela est cohérent avec le fait que l'essentiel de l'espace est quasiment vide de champs magnétiques, alors qu'une faible fraction, associée aux grandes structures, possède des champs magnétiques suffisants pour déflechir fortement les trajectoires sur une courte distance, voir pratiquement pour les confiner.

Modélisons les trajectoires des UHECRs comme des marches aléatoires. On peut avoir les deux cas suivants :

– Lorsqu'une particule traverse un vide, elle fait des « pas » bien plus grands que lorsqu'elle reste dans une structure magnétisée. La distribution des $p(\ell)$ a donc une queue importante à grand $\ell$.
– Lorsqu'une particule se retrouve quasiment confinée dans un amas, on peut considérer qu'entre chaque pas de propagation il y a un temps d'attente important. La distribution des $\psi(\tau)$ a donc aussi une queue importante à grand $\tau$.

Il est donc naturel, étant donnée la grande inhomogénéité des champs $\vec{B}$ associés aux grandes structures, que l'on ait au moins dans certains cas un régime de propagation qui soit sous- ou superdiffusif. En propageant un grand nombre de trajectoires dans les champs magnétiques de [110], on peut reconstruire la moyenne $\langle d^2 \rangle$ de la distance au point initial en fonction du temps de propagation des particules pour une rigidité donnée. La Fig. 5.11 (gauche) montre le résultat pour des protons de 10 et de 100 EeV. On utilise deux modèles de champs : le modèle 1 suppose que les champs sont générés aux chocs des grandes structures alors que le modèle 2 suppose des champs « primordiaux » à grand redshift. On a vu au chapitre précédent que les champs du modèle 2 étaient bien plus concentrés dans les amas, donc plus inhomogènes encore que les champs du modèle 1.

On distingue clairement deux régimes de propagation, aux temps courts et aux temps longs, qui correspondent à la transition balistique (temps courts) - diffusif (temps longs) décrite au début de cette section. On

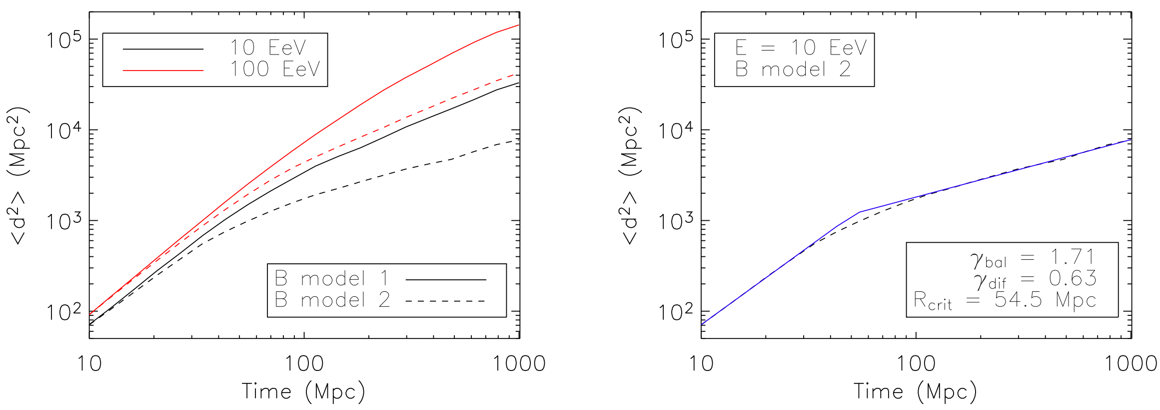



**FIG. 5.11 :** *Gauche : $\langle d^2 \rangle$ en fonction du temps de propagation pour des particules de rigidité 10 et 100 EeV/Z, dans deux modèles de champs magnétiques structurés. Droite : ajustement de la loi $\langle d^2 \rangle = f(t)$ par deux lois de puissance aux temps courts (régime balistique) et aux temps longs (régime diffusif). Les indices ajustés sont respectivement $\gamma_{\rm bal}$ et $\gamma_{\rm dif}$, et $R_{\rm crit}$ est le temps (en Mpc) de la transition entre les deux régimes.*

observe que $\langle d^2 \rangle$ est naturellement plus importante pour $E = 100$ EeV que pour 10 EeV, les déflections étant moindres. Aux temps longs, la diffusion est aussi significativement plus prononcée pour le modèle 2 de champ magnétique que pour le modèle 1. On peut, pour chaque courbe $\langle d^2 \rangle(t)$, ajuster une loi de puissance aux deux régimes de propagation (Fig. 5.11, droite). Dans le cas d'un champ magnétique statistiquement homogène, le régime balistique doit être caractérisé par un coefficient $\gamma_{\rm bal} = 2$, et le régime diffusif par $\gamma_{\rm dif} = 1$. L'exemple de la Fig. 5.11 montre que ce n'est pas le cas avec les champs très structurés du modèle 2 : on a significativement $\gamma_{\rm bal} < 2$, ce qui montre que le régime balistique est en fait superdiffusif. D'autre part le fait que $\gamma_{\rm dif} < 1$ montre que le régime diffusif est en fait sous-diffusif. **Il y a donc bien des phénomènes de diffusion anormale des UHECRs dans les champs magnétiques construits à partir des simulations de grandes structures.**

### Évolution des paramètres de propagation avec l'énergie

On applique ici systématiquement la procédure illustrée à la Fig. 5.11 (droite) à diverses énergies et pour les deux modèles de champs magnétiques considérés.

La Fig. 5.12 montre les propriétés de la distance caractéristique associée à la transition balistique - diffusif (nous continuons à la nommer ainsi même si les régimes ne sont plus strictement balistiques et diffusifs). Cette distance augmente avec la rigidité, et elle est moins élevée pour le modèle 2 de champs magnétiques. On peut comparer ces courbes avec la courbe de la Fig. 5.7 de [121] :

- Comme pour le modèle de [121], la courbe $R_{\rm crit}(E)$ croise la courbe $l_{\rm loss}(E)$, représentant les pertes d'énergie, dans le domaine des énergies GZK, en ordre de grandeur.
- Aux plus basses énergies, la transition balistique - diffusif a lieu à des distances bien plus courtes sur la Fig. 5.7 que sur la Fig. 5.12.

La Fig. 5.13 compare les coefficients $\gamma$ obtenus en ajustant $\langle d^2 \rangle \sim t^\gamma$ aux simulations, aux cas idéaux $\gamma = 2$ dans le cas balistique et $\gamma = 1$ dans le cas diffusif. Il reste parfois des incertitudes importantes sur ces coefficients liées au fait qu'on n'ajuste la fonction $\langle d^2 \rangle(t)$ que sur un petit domaine temporel. Néanmoins il apparaît clairement des régimes superdiffusifs et sous-diffusifs, surtout à faible rigidité et pour le modèle 2 de champ magnétique. Cela est naturel car c'est le modèle le plus inhomogène de champ $\vec{B}$.

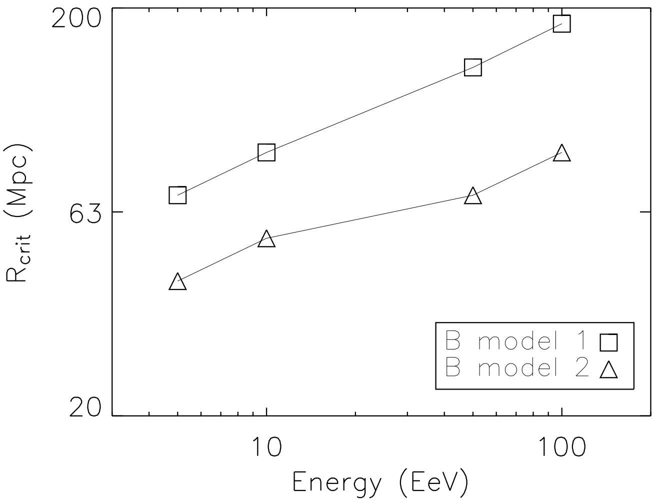



**FIG. 5.12 :** *Évolution de la distance caractéristique associée à la transition « balistique - diffusif » en fonction de l'énergie, pour deux modèles de champs magnétiques.*

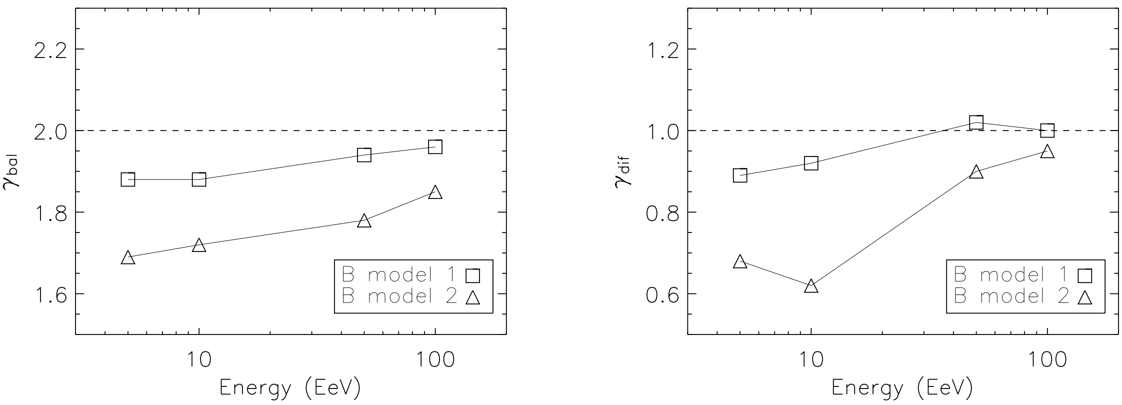



**FIG. 5.13 :** *Évolution des coefficients $\gamma$ ajustant la loi $\langle d^2 \rangle \sim t^\gamma$ aux temps courts (gauche) et aux temps longs (droite), en fonction de l'énergie et du modèle de champs magnétiques. Les coefficients attendus dans le cas de champs homogènes sont représentés en pointillés ($\gamma = 2$ pour le régime balistique et $\gamma = 1$ pour le régime diffusif).*

**Conclusion temporaire**

On a ainsi mis en évidence des régimes de diffusion anormale des UHECRs dans le cadre de certains modèles de champs magnétiques extragalactiques. On peut les résumer et les expliquer ainsi :

- Sur des temps de propagation petits devant $\sim$ 100 Mpc, les UHECRs se propagent essentiellement en ligne droite dans les vides, mais la présence localisée de zones fortement magnétisées peut les faire diffuser de temps en temps. Le régime de propagation est alors superdiffusif au lieu d'être balistique.
- Aux temps longs (plusieurs centaines de Mpc), les UHECRs diffusent dans les champs extragalactiques, mais il leur arrive d'être parfois quasiment confinés dans des amas ou des filaments, ce qui rend leur régime de propagation sous-diffusif.

Étant données les idées actuelles sur les champs $\vec{B}$, il est tout-à-fait probable que la nature ait effectivement imposé ces régimes de propagation aux UHECRs. Si c'est le cas, la physique des UHECRs serait ainsi une application élégante supplémentaire de la théorie de la superdiffusion.

Il reste maintenant à tirer les conséquences observables de ce phénomène. Une première méthode, qui est celle qui sera suivie au cours des sections suivantes, consiste à utiliser des Monte-Carlo pour estimer le spectre, la composition et les anisotropies des UHECRs. On peut aussi, et cela reste à faire, intégrer directement l'équation de transport des rayons cosmiques comme dans [123], en remplaçant le noyau de diffusion gaussien par un noyau plus approprié comme les fonctions de Lévy $L_{\mu,0}$. Le formalisme le plus approprié reste encore à trouver...

## 5.3 Propagation des protons : modèles et prédictions

Nous présentons ici les résultats de simulations complètes de propagation de protons dans l'Univers local. Le but est, en partant d'un modèle le plus réaliste possible, d'obtenir des prédictions pour le spectre et les anisotropies des rayons cosmiques aux plus hautes énergies, en supposant qu'il s'agit exclusivement de nucléons. Cette étude phénoménologique a été développée dans [126], et poursuivie dans [127]. Elle a été effectuée avec « l'ancêtre » de `CRPropa`.

### 5.3.1 Modèles considérés

L'environnement cosmique local, c'est-à-dire les champs magnétiques, mais aussi la densité de baryons qui est très probablement reliée à la distribution spatiale des sources, est calculé d'après la simulation de formation des grandes structures de [110]. Les propriétés des champs magnétiques ainsi simulés ont été discutées au chapitre précédent. Il s'agit donc de champs très structurés, et relativement intenses jusque dans les filaments. En particulier, nous utilisons le modèle dans lequel les champs $\vec{B}$ sont engendrés aux chocs des grandes structures, ce qui augmente leur facteur de remplissage de l'espace.

♠ *Nous utilisons une simulation cosmologique non contrainte, c'est-à-dire ne reproduisant pas l'Univers local observé. Cela n'a pas d'importance pour cette étude puisque nous étudions les propriétés statistiques des observables d'UHECRs.*

Nous allons aussi considérer le cas où le champ magnétique n'a pas d'influence sur la propagation des UHECRs, ce qui permet ainsi de prendre en compte grossièrement nos incertitudes sur les champs magnétiques extragalactiques.

La taille de la boîte de simulation est de $\sim 75$ Mpc, avec une grille de $256^3$ cellules et des conditions aux bords périodiques. Nous plaçons un observateur dans cette boîte, sous la forme d'une sphère de rayon 1.5 Mpc, dans une région relativement vide du milieu intergalactique, mais proche d'une structure massive et magnétisée « ressemblant » à l'amas de Virgo. Nous simulons alors diverses réalisations de sources par rapport à cet observateur : pour chaque réalisation, les positions de 10 sources dans la boîte sont tirées au hasard d'après la densité de baryons. Nous justifions cette distribution de sources :

1. Dans l'hypothèse standard où les sources sont des objets extragalactiques violents, on doit naturellement les localiser selon la distribution de matière visible, modélisée dans le cadre des simulations de LSS par la densité de baryons. C'est une hypothèse réaliste, mais cruciale car dans ces conditions les sources seront typiquement plongées dans des régions magnétisées plutôt que dans des vides.
2. Nous choisissons de tirer 10 sources dans la boîte car cela correspond à une densité moyenne $\simeq 2.4\times10^{-5}$ Mpc$^{-3}$. Cette grandeur peut être justifiée d'une part parce qu'elle permet de reproduire raisonablement le *clustering* d'AGASA, et d'autre part car c'est la densité moyenne d'un certain nombre d'objets qui ont été proposés comme sources d'UHECRs, par exemple les AGNs lumineux en rayonnement X. Nous discuterons plus loin en détails de cette hypothèse.

Comme on n'attend pas du tout que chaque source soit identique, les sources injectent des UHECRs avec des luminosités et des spectres fluctuants. Chaque source est caractérisée par une luminosité $Q_i$ (représentant le nombre total de particules accélérées à la source au-dessus de 10 EeV), et un indice spectral $\alpha_i$ dont les distributions sont tirées selon les lois :

$$\frac{dn_s}{dQ_i} \propto Q_i^{-2.2} \qquad \text{pour} \qquad 1 \leq Q_i \leq 100$$

$$\frac{dn_s}{d\alpha_i} = C^{te} \qquad \text{pour} \qquad \langle\alpha\rangle - 0.1 \leq \alpha_i \leq \langle\alpha\rangle + 0.1$$

La distribution des luminosités est inspirée de la distribution des luminosité à d'autres longueurs d'ondes pour les sources de haute énergie. L'indice spectral moyen $\langle\alpha\rangle$ est choisi pour ajuster le mieux possible le spectre observé des UHECRs dans une simulation donnée. Notons que ces distributions de luminosité et d'indice spectral sont appliquées après la simulation, par le jeu de repondération statistique des événements simulés. Enfin l'énergie maximale accessible pour toutes les sources est ici de 1 ZeV, c'est-à-dire qu'on la suppose suffisamment grande pour ne pas avoir d'influence sur les observables à des énergies sub-GZK. Nous suivons la propagation des nucléons jusqu'à une énergie de 10 EeV.

### 5.3.2 Difficultés techniques

La difficulté majeure est la consommation de temps CPU. Comme expliqué précédemment, la plupart des trajectoires simulées ne sont pas enregistrées car elles n'atteignent l'observateur. Pour les configurations considérées, le rapport entre le nombre de trajectoires propagées et les événements enregistrés est typiquement supérieur à 1000.

La conséquence des limitations de CPU est alors la statistique relativement limitée des événements simulés. Comme le but ici est de simuler de nombreuses réalisations des sources pour différents scénarios (typiquement 100 configurations de sources sont réalisées pour un modèle), nous nous sommes limité à $10^4$ événements enregistrés par configuration. Cela est suffisant dans une première étape, le but étant d'explorer un grand domaine de scénarios possibles plutôt que d'étudier précisément un modèle fixé.

#### Repondération des événements

Nous avons pour ces simulations choisi d'injecter les protons aux sources avec une distribution uniforme en énergie en échelle logarithmique (c'est-à-dire un spectre $\propto E^{-1}$). Nous appliquons alors une procédure de repondérations : pour simuler un indice spectral d'injection $\alpha$ , on repondère chaque événement enregistré par le poids $w = E_{\text{inj}}^{\alpha-1}$, où $E_{\text{inj}}$ est l'énergie du rayon cosmique *à la source*. En terme d'efficacité de CPU, il a été montré que c'est de loin la meilleure procédure[5], mais elle a quand même pour effet de réduire le nombre effectif d'événements pour des grandeurs statistiques telles que les histogrammes ou les observables des anisotropies. La repondération peut aussi biaiser les cartes du ciel en entraînant l'apparition de « taches » sur les cartes. Nous montrons ici, à titre d'exemple, comment la repondération réduit la sensibilité du spectre de puissance angulaire ainsi étudié.

- *Absence de poids :* Considérons N directions $\vec{n}_i$ sur la sphère. N'ayant pas de problèmes de couverture partielle du ciel, nous utilisons pour simplifier l'estimateur classique des $C_\ell$ que nous rappelons dans le cas d'une couverture uniforme :

$$a_{\ell m} = \frac{1}{N}\sum_i Y_{\ell m}(\vec{n}_i) \qquad \text{et} \qquad C_\ell = \frac{1}{2\ell+1}\sum_m |a_{\ell m}|^2$$

[5]Stage M2 de licence de S. Renaux-Petel, encadré en partie par l'auteur [128]

Dans l'hypothèse où le ciel est isotrope, la moyenne de cet estimateur devient :

$$\langle C_\ell \rangle = \frac{1}{(2\ell+1)N^2} \sum_m \sum_{i,j} \langle Y_{\ell m}(\vec{n}_i) Y^*_{\ell m}(\vec{n}_j) \rangle$$

Comme les directions d'arrivée sont indépendantes, seuls les termes $i = j$ contribuent à la somme et on obtient ainsi un résultat analogue à ce qui a été vu au chapitre 3, montrant le biais poissonien sur le spectre de puissance :

$$\langle C_\ell \rangle = \frac{1}{4\pi N}$$

- *Effet de la repondération :* On assigne maintenant des poids $\omega_i$ aux événements, associés par exemple à l'énergie d'injection des UHECRs, avec une distribution $p(\omega)$ de moyenne $\mu$ et d'écart-type $\sigma$. En calculant comme précédemment la moyenne sur les directions d'arrivées (les poids étant fixés), on obtient :

$$\langle C_\ell \rangle = \frac{1}{4\pi} \frac{\sum \omega_i^2}{(\sum \omega_i)^2}$$

L'étape suivante est de moyenner sur la distribution des poids, que l'on suppose indépendante des directions d'arrivée. En se plaçant dans la limite des grands $N$, on remplace les sommes sur les $\omega_i$ par des intégrales, et on obtient alors :

$$\langle C_\ell \rangle = \frac{1}{4\pi N_{\rm eff}} \qquad \text{où} \qquad N_{\rm eff} = \frac{N}{1 + \left(\frac{\sigma}{\mu}\right)^2}$$

On voit ainsi que si la distribution des poids statistiques est large ($\sigma/\mu \gtrsim 1$), alors le nombre effectif de directions d'arrivée devient faible, car seuls compteront les événements qui auront les plus larges poids. Cela augmente le biais sur le spectre de puissance et plus généralement la sensibilité à de possibles anisotropies à grandes échelles prédites par le modèles.

**Tailles finies de l'observateur et de la boîte de simulation**

Il n'y a en général aucun problème à utiliser une sphère de rayon 1.5 Mpc comme observateur, car les propriétés des UHECRs telles que leur densité et leurs anisotropies restent les mêmes au sein de ce petit volume. Cela est dû au fait que les sources sont situées à des dizaines ou des centaines de Mpc de l'observateur, et que le champ magnétique autour de l'observateur est très faible, de l'ordre de 10 pG. Néanmoins, pour certaines réalisations de sources, une source peut être située à une distance proche de l'observateur, dont la taille finie étend l'image de cette source. Cela a donc tendance à lisser la fonction d'autocorrélation moyenne aux petites échelles angulaires.

La taille finie de la boîte de simulation peut aussi entraîner des effets spurieux, surtout aux « basses » énergies $E \sim 10$ EeV, où les particules se propagent typiquement dans plusieurs boîtes grâce aux conditions aux bords périodiques. En l'absence de champs magnétiques, on peut alors observer la répétition périodique des sources dans la distribution angulaire des événements enregistrés.

### 5.3.3 Résultats

#### Le spectre

La figure Fig. 5.14 montre des spectres prédits dans ce modèle. Comme attendu, les sources étant distribuées sur des distances grandes, on observe l'effet GZK aux énergies supérieures à $\sim 4 \times 10^{19}$ eV. Contrairement au cas où seule une source contribue au flux, qui a été discuté précédemment, ici il y a une distribution de sources à des distances variées : l'effet GZK n'apparaît alors pas du tout comme une « coupure », mais plutôt comme un changement d'indice spectral.

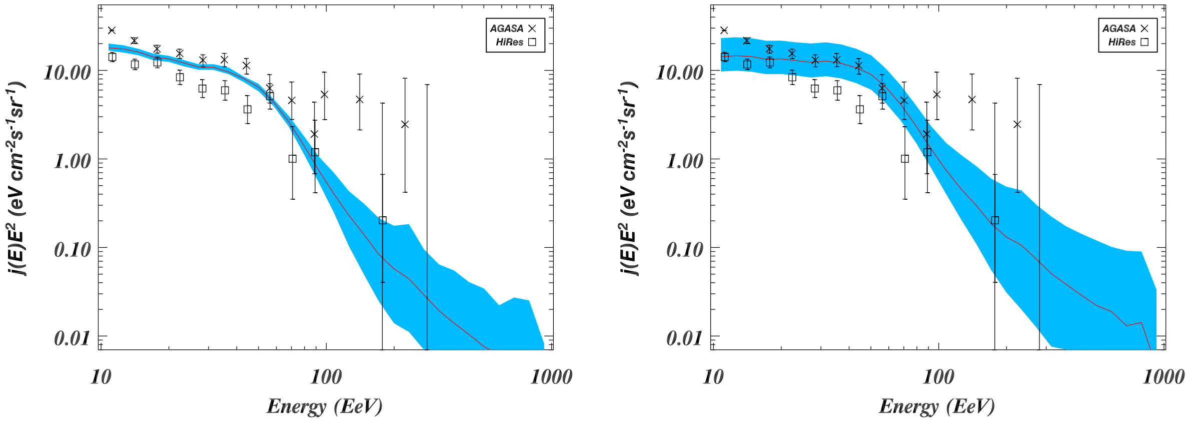



**FIG. 5.14 :** *Spectres prédits pour l'injection de protons aux sources, en présence de champs magnétiques. La moyenne (lignes rouges) et la variance cosmique (bandes bleues) résultent de diverses réalisations des propriétés des sources. Les spectres d'AGASA et HiRes sont aussi représentés pour guider l'oeil, la normalisation des spectres théoriques étant obtenue en ajustant le spectre moyen à la moyenne des données de ces deux expériences à basse énergie. Gauche : seules varient les positions des sources, avec une luminosité et un indice spectral $\alpha = 2.4$ constants. Droite : la luminosité et l'indice spectral des sources fluctuent, avec un indice spectral moyen $\langle\alpha\rangle = 2.0$.*

♠ *Nous ne pouvons étudier la cheville avec ces simulations, limitées à $E \geq 10$ EeV et à des sources situées dans l'Univers local, sans aucun effet de redshift pris en compte.*

Il apparait en comparant les figures de gauche et de droite qu'un spectre d'injection de protons d'indice spectral $\langle\alpha\rangle \simeq 2.4$ s'ajuste mieux aux données HiRes/AGASA que $\langle\alpha\rangle \simeq 2.0$ dans la bande d'énergie $10 \leq E \leq 40$ EeV. En fonction des réalisations précises des sources, le spectre prédit fluctue, ce qui génère ce qu'on peut appeler une « variance cosmique ». Cette variance cosmique apparaît surtout aux énergies super-GZK : elle est dans ce domaine énergétique due aux fluctuations des positions des sources. Le spectre post-GZK peut en particulier être considérablement modifié par la présence de quelques sources puissances proches de l'observateur. Le fait que le spectre post-GZK soit ainsi intrinsèquement imprédictible est lié à la faible densité des sources. Cela n'est pas le cas dans le cadre de modèles de sources distribuées de manière continue.

Notons enfin que l'effet des champs magnétiques sur le spectre dans le cas d'une injection de protons est très faible. Le spectre reste le même avec ou sans déflections, excepté aux énergies post-GZK pour lesquelles la pente spectrale moyenne est légèrement plus élevée en présence de champ magnétique, les champs magnétiques augmentant la distance de propagation effective entre les sources les plus proches et l'observateur. Pour un spectre d'injection à $\alpha = 2.4$, on a pu calculer les pentes moyennes des spectres entre 50 et 200 EeV : l'indice spectral prédit est environ 5.3 en l'absence de champs $\vec{B}$, et $\sim 6.4$ avec des champs substantiels.

### Déflections et temps de retard

Les déflections et le temps de retard par rapport à une propagation rectiligne ne sont pas des grandeurs observables en général, sauf dans les cas suivants :

– On pourrait mesurer des déflections modérées dans le cas de sources détectées de façon certaine.
– Les temps de retard pourraient être mesurés dans le cas où un sursaut gamma ou une explosion de supernova seraient identifiés comme sources.

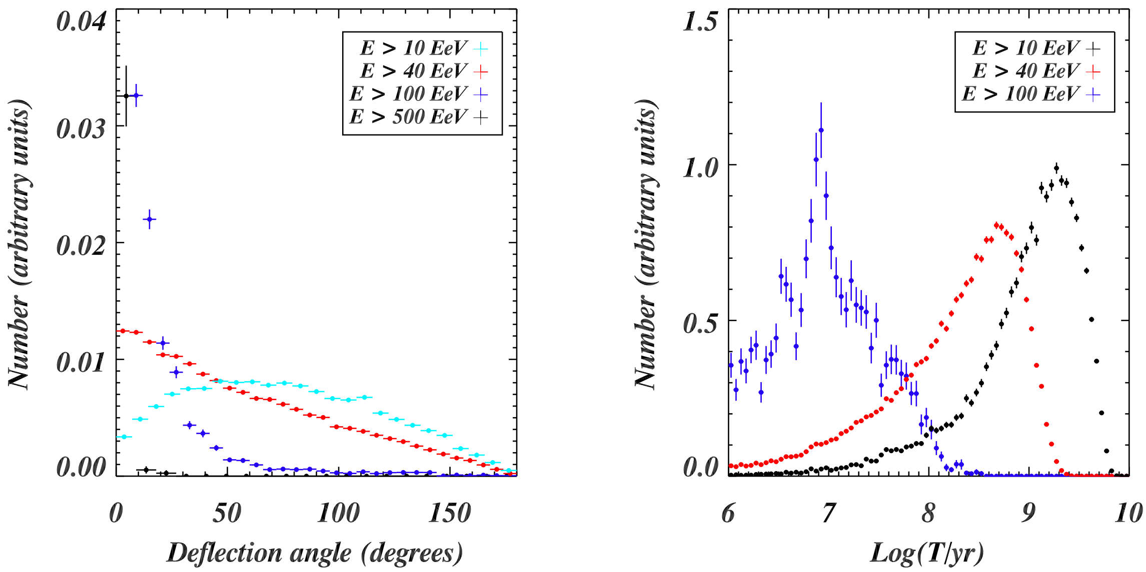



**FIG. 5.15 :** *Distributions des angles de déflection (gauche) et des temps de retard par rapport à la propagation rectiligne (droite) dans le cas de l'injection de protons avec un indice spectral 2.4. Les distributions sont cumulées sur diverses réalisations de sources, les barres d'erreur indiquant la statistique finie du nombre de trajectoires simulées.*

Les déflections et temps de retards prédits pour le modèle décrit ci-dessus sont représentés Fig. 5.15. À 10 EeV, les déflections sont considérables, mais néanmoins la distribution des déflections n'est pas triviale : ce n'est pas une distribution en $\sin\theta$ que l'on obtiendrait dans le cas d'un régime complètement diffusif. Remarquons qu'**avec ces champs magnétiques relativement importants, les déflections typiques restent de l'ordre de $10-40^\circ$ même à $10^{20}$ eV !** Cela est aussi dû au fait que les sources sont en général plongées dans les zones magnétisées, et les particules sont donc essentiellement défléchies au voisinage de leurs sources.

À cause des champs magnétiques, les temps de retard typiques sont considérables dans ce modèle, de l'ordre de 1 milliard d'années à 10 EeV. À 100 EeV, les temps de délai restent de l'ordre du million d'années. Même avec des champs magnétiques 1000 fois plus faibles (c'est-à-dire des déflections quasi-nulles), les temps de délai restent très grands devant la durée d'une vie humaine. Il est donc très improbable de pouvoir mesurer des coïncidences temporelles entre des événements astrophysiques extragalactiques et le flux de rayons cosmiques chargés.

### Autocorrélation des événements

Même avec des déflections substantielles, le fait qu'aux plus hautes énergies, tous les événements proviennent de quelques sources, entraîne l'existence d'un fort signal d'autocorrélation. Néanmoins l'amplitude et la forme de cette autocorrélation dépendent beaucoup de la position et de la luminosité des sources les plus proches de l'observateur : comme pour le spectre, on a donc une forte variance cosmique aux énergies super-GZK, que l'on peut voir en Fig. 5.16. Dans le cadre de ce modèle de champ magnétique, le signal d'autocorrélation à $10^{20}$ eV s'étend typiquement sur $\sim 10°$ : **on attend donc l'observation de sources d'UHECRs relativement étendues, plutôt que de sources ponctuelles.**

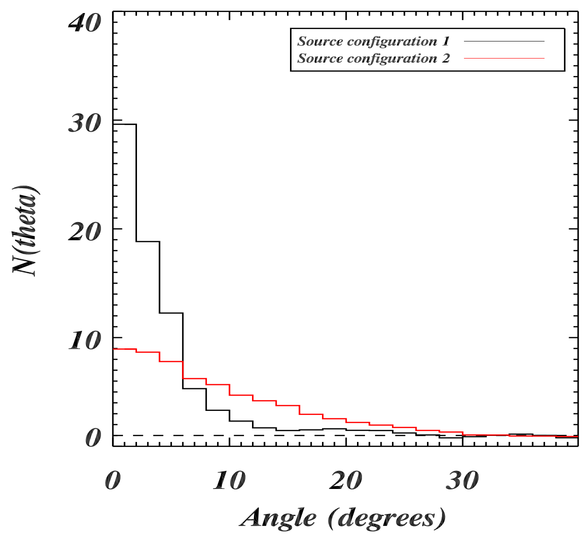



**FIG. 5.16 :** *Exemples d'autocorrélations pour $E \geq 100$ EeV dans le cas de protons injectés avec $\alpha = 2.4$, pour deux configurations de sources. $N(\theta) = 1$ (ligne pointillée) correspond à un fond isotrope. On voit que, d'une réalisation à l'autre, le signal d'autocorrélation peut avoir une extension de $\sim 5°$ à $\sim 30°$.*

### 5.3.4 La densité de source

Les études précédentes ont été menées en supposant que la densité des sources d'UHECRs était de l'ordre de $10^{-5}$ sources par Mpc, ce qui était justifié par la densité d'objets comme les AGNs lumineux en rayons X et par le *clustering* d'AGASA. Des travaux antérieurs ([126], [129]) ont en effet montré que $n_s \sim 10^{-5}\,\mathrm{Mpc}^{-3}$ est la densité qui permet de reproduire au mieux la fonction d'autocorrélation d'AGASA à 40 EeV, et cela que ce soit en présence ou en l'absence de champs magnétiques.

La Fig. 5.17 illustre la variation de la fonction d'autocorrélation *non normalisée* des UHECRs à 100 EeV en fonction de la densité moyenne des sources. La mesure de cette observable doit donc permettre de contraindre la densité des sources d'UHECRs, et par suite d'effectuer un tri parmi les candidats astrophysiques de sources.

Comme l'illustre la Fig. 5.16, il y a néanmoins une variance cosmique importante, qui fait que pour une densité moyenne de sources donnée, la mesure de l'autocorrélation dépend aussi grandement de la configuration exacte des sources les plus proches par rapport à la Terre, et des champs magnétiques entre ces sources proches et la Terre. La mesure de l'autocorrélation des UHECRs ne permettra donc en fait au mieux qu'une estimation de la densité des sources à un ordre de grandeur près.

#### La densité des sources à l'aune des premières données d'Auger

L'absence d'autocorrélation visible aux haute énergies avec les données d'Auger et de HiRes, si elle se confirme, peut avoir des conséquences importantes sur la densité des sources d'UHECRs.

À l'heure actuelle, les contraintes sont encore relativement pauvres : la Fig. 3.22 montre que l'on peut grossièrement estimer (sans faire d'étude statistique précise) que l'amplitude normalisée du signal d'autocorré-

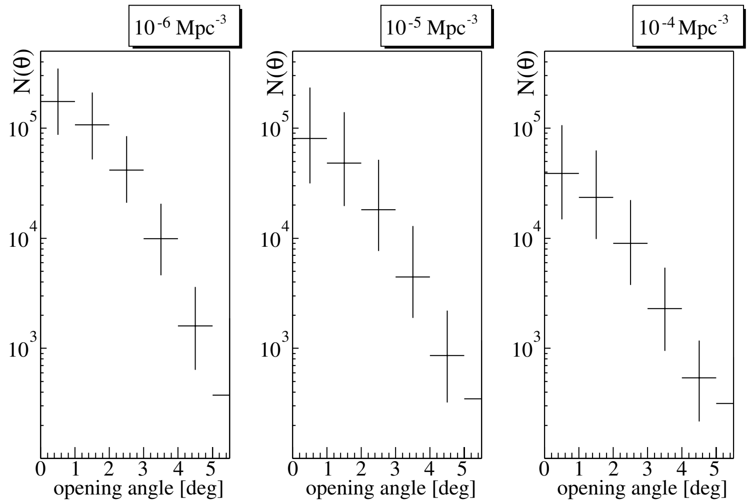



**FIG. 5.17 :** *Fonction d'autocorrélation (non normalisée) à $E \geq 10^{20}$ eV dans un modèle de propagation rectiligne des UHECRs, pour différentes valeurs de la densité des sources. Les barres d'erreur représentent les fluctuations dues aux différentes configurations de sources [129].*

lation à 30 EeV est inférieur à 5 à environ $2\sigma$ : $(\mathcal{N}/\mathcal{N}_0)(\theta) \lesssim 5$. Au-dessus de 80 EeV, la statistique étant très faible on a une contrainte bien plus faible, que l'on peut estimer très grossièrement à $(\mathcal{N}/\mathcal{N}_0)(\theta) \lesssim 50$ sur une échelle angulaire de $2°$. On peut comparer ces chiffres avec la Fig. 5.16, qui montre que pour une densité de sources $n_s \sim 2 \times 10^{-5}$ Mpc$^{-3}$, on a typiquement $(\mathcal{N}/\mathcal{N}_0)(\theta) \sim 10 - 30$ pour $E \geq 100$ EeV. À relativement court terme, les données d'Auger devraient donc pouvoir contraindre sérieusement une densité de sources de l'ordre de $10^{-5}$ Mpc$^{-3}$, et ce quels que soient les champs magnétiques (raisonnables) qui existent.

Si l'on parvient à contraindre la densité des sources jusqu'à typiquement $10^{-4}$ Mpc$^{-3}$, ce qui est tout-à-fait faisable, alors on aura une indication forte en faveur de sources de type sursauts gamma, plutôt que des noyaux actifs de galaxies lumineux à haute énergie.

♠ *Le fait que les sursauts gamma soient en effet un candidat sérieux de sources des UHECRs est un peu un « scénario cauchemar » du point de vue des anisotropies, car dans ce cas on ne pourra jamais mesurer de signal positif d'autocorrélation (les sursauts gamma ayant lieu à peu près n'importe quand dans n'importe quelle galaxie) ; les temps de délai dans les champs magnétiques, même de faible amplitude, sont par ailleurs tels qu'aucune coïncidence temporelle avec les signaux $\gamma$ de ces sursauts n'est attendue a priori.*

## 5.4 Propagation des noyaux

Nous nous intéressons ici au cas (probablement plus réaliste) où des noyaux plus lourds que de simples protons sont accélérés aux sources d'ultra-haute énergie. Nous comparons les prédictions d'observables avec le cas des protons, décrit précédemment. En particulier, nous étudions les effet dûs à d'éventuels champs magnétiques substantiels. Ces études ont été publiées dans [127] et [130].

#### Difficultés techniques supplémentaires

Les difficultés décrites pour les protons sont considérablement renforcées dans le cas de la propagation de noyaux. D'une part, la propagation de noyaux prend plus de temps de CPU car, les déflections étant plus importantes, l'intégrateur choisit naturellement un pas plus petit pour l'intégration des trajectoires.

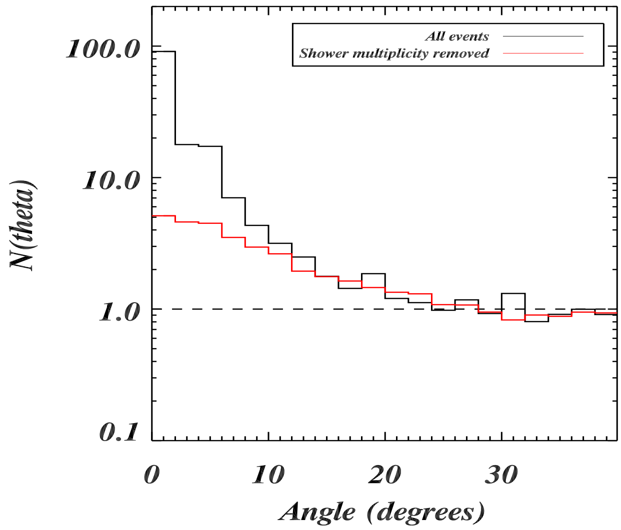



**FIG. 5.18 :** *Autocorrélation simulée à des énergies supérieures à 80 EeV, pour une réalisation de sources de fer avec des champs magnétiques substantiels. Noir : tous les événements sont pris en compte. Rouge : pondération des événements en fonction des cascades de noyaux dues à la photodésintégration d'un unique fer au voisinage de l'observateur. Ligne pointillée : distribution isotrope.*

D'autre part, les noyaux lourds génèrent des « cascades » de noyaux secondaires, essentiellement des nucléons. Ces cascades doivent nécessairement être prises en compte pour évaluer le spectre et la composition, mais elles créent aussi de faux signaux d'autocorrélation : si un noyau de fer génère une cascade au voisinage de l'observateur, tous les secondaires seront enregistrés, et avec des directions d'arrivée proches. Pour contourner ce problème, on peut ne prendre en compte que la première particule de chaque cascade enregistrée (qui contient au plus 56 particules), pour les prédictions d'anisotropies ; de manière équivalente on peut assigner à chaque particule enregistrée un poids inversement proportionnel au nombre de particules de la cascade à laquelle elle appartient. Un exemple est donné en Fig. 5.18.

### 5.4.1 Sources de fer, sans déflections magnétiques

Commençons par le cas le plus simple : on considère le même modèle que décrit précédemment, mais on se place dans le cas extrême où les particules accélérées aux sources sont exclusivement des noyaux de fer. Nous ne prenons pas ici en compte les déflections (scénario « champs faibles »).

♠ *Dans le cas de noyaux de fer, il est en fait peu probable que les déflections magnétiques extragalactiques soient négligeables. Même dans le modèle de champs magnétiques de [112], en extrapolant les déflections de protons annoncées au cas du fer, on arrive à des déflections de l'ordre de* $20°$.

La Fig. 5.19 représente le spectre et la composition prédites dans le cas de sources de fer, avec $\langle\alpha\rangle = 2.0$ et une énergie maximale d'injection de 10 ZeV. C'est une énergie considérable, mais dans le cas de mécanismes d'accélération de type Fermi nous pouvons aller en théorie à des énergies 26 fois plus élevées avec du fer qu'avec du proton. La valeur $\langle\alpha\rangle = 2.0$, significativement plus faible que dans le cas des protons, permet de mieux ajuster le spectre mesuré par HiRes à $E \geq 30$ EeV. En revanche, le spectre prédit à $E \leq 30$ EeV n'est pas compatible avec les observations : à ces énergies, une composante plus légère est nécessaire (injection de protons). Au-dessus de 30 EeV, on observe une suppression rapide du flux due aux photodésintégrations nucléaires. Les interactions étant différentes, la forme de la suppression spectrale diffère du cas du proton. On observe en particulier un « retour » du spectre plus prononcé aux énergies extrêmement élevées, $E \gtrsim 200$ EeV.

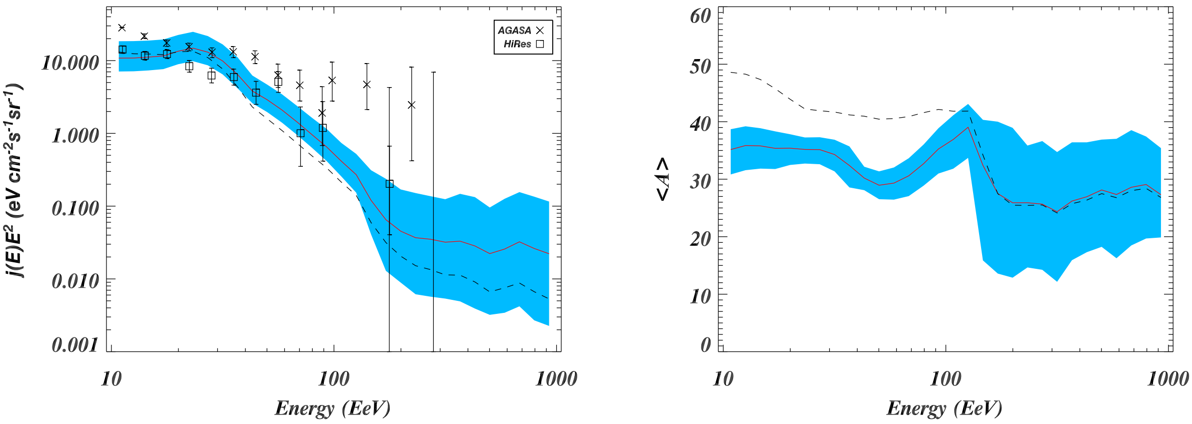



**FIG. 5.19 :** *Spectre (gauche) et masse atomique moyenne (droite) en fonction de l'énergie, prédits pour des sources de fer pur, en l'absence de déflections extragalactiques. La moyenne (lignes rouge) et la variance cosmique (bande bleue) ont la même signification que pour la Fig. 5.14. L'indice spectral moyen est $\langle\alpha\rangle = 2.0$, les lignes pointillées représentant les résultats pour $\langle\alpha\rangle = 2.4$. L'énergie maximale d'injection est repoussée à 10 ZeV.*

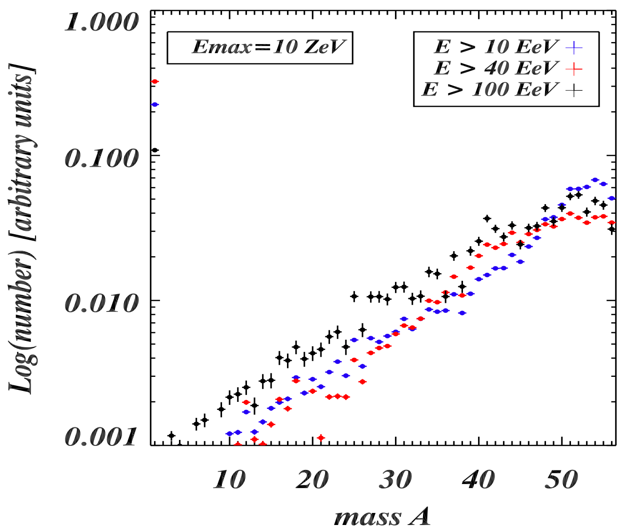



**FIG. 5.20 :** *Distribution des masses des élements dans le cas de l'injection de fer pur, en l'absence de déflections. Les barres d'erreur poissoniennes sont dues au nombre fini de trajectoires simulées.*

Comme le montrent les fluctuations observables sur la Fig. 5.19 (droite), la composition moyenne est une grandeur extrêmement difficile à prédire. Aux énergies $E \leq 50$ EeV, la masse moyenne $\langle A\rangle$ est typiquement au-dessus de 35, reflétant en fait une distribution bimodale : à ces énergies, on a d'une part des protons issus des photodissociations de noyaux de très hautes énergies, et d'autre part des noyaux lourds accélérés et survivant à la propagation à plus basse énergie. La Fig. 5.19 montre aussi que, toujours dans ce même domaine d'énergie, la composition est d'autant plus lourde que le spectre d'injection $\alpha$ est important. En effet, quand $\alpha$ vaut 2.4 au lieu de 2, le nombre de noyaux de fer injectés à haute énergie diminue, et par conséquent le nombre de protons engendrés à basse énergie est aussi moins important, ce qui tend à augmenter la masse moyenne jusqu'à $E \leq 100$ EeV.

À plus haute énergie, la composition ne semble pas être réellement prédictible : la variance cosmique est très importante et la composition moyenne fluctue beaucoup en fonction des paramètres de la simulation. Il y a en fait compétition entre deux phénomènes. D'une part, la conservation approximative du facteur de Lorentz au cours de la photodissociation fait que les protons secondaires ne peuvent pas avoir une énergie supérieure à $E_{\max}/56$. Cela diminue la proportion des protons à haute énergie. En même temps les noyaux de fer sont efficacement photodissociés à $E \gtrsim 100$ EeV, ce qui diminue aussi fortement la proportion de noyaux lourds. Du coup la composition prédite dépend en particulier beaucoup de $E_{\max}$.

La Fig. 5.20 montre en détail la distribution des masses des noyaux prédite à 10 EeV, dans l'hypothèse de l'accélération de fer pur avec un indice spectral $\alpha = 2$. On peut ainsi observer la cascade nucléaire de photodissociation. L'abondance relative d'un élément par rapport à son « parent » est gouvernée par le rapport entre le taux de photodésintégration du parent et le taux de disparition du fils. Pour des noyaux fils instables, ce taux est en général inférieur à un, ce qui explique la décroissance approximativement exponentielle des abondances des éléments de la cascade en fonction de leur masse. Les fluctuations élément par élément reflètent les stabilité relatives des divers noyaux considérés.

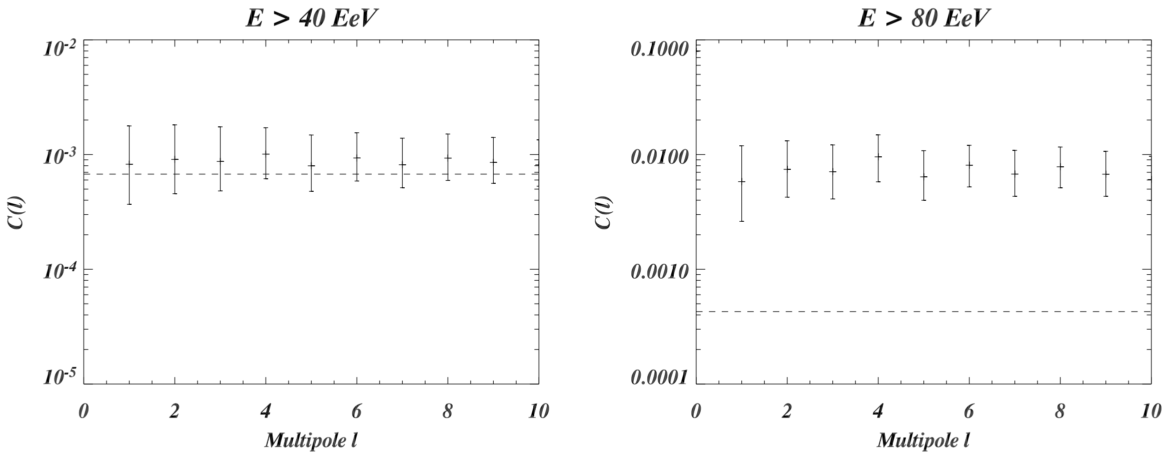



**FIG. 5.21 :** *Prédictions pour le spectre de puissance angulaire dans le cas de l'injection de fer en l'absence de champ magnétique. La ligne pointillée correspond au niveau isotrope pour des simulations avec les mêmes pondérations (voir la discussion sur la repondération des événements). Les barres d'erreur représentent la variance cosmique obtenue en considérant les fluctuations des positions et des propriétés des sources.*

La Fig. 5.21 montre le spectre de puissance angulaire prédit, toujours en l'absence de déflections. Le spectre de puissance est toujours plat, ce qui est attendu pour une distribution de sources ponctuelles : la carte du ciel étant une somme de fonctions $\delta$ de Dirac, sa transformée de Fourier est plate. À 40 EeV, les sources contribuent au spectre jusqu'à des distances cosmologiques, on ne les distingue pas du fond et les $C_\ell$ sont donc en moyenne compatibles avec les valeurs attendues dans le cas isotrope. À 80 EeV, le nombre de sources observées est significativement réduit à cause de la réduction de l'horizon des particules, et le spectre de puissance prédit est donc plus élevé que le niveau isotrope.

♠ *Les déflections galactiques ont pour effet de lisser les sources, il faut donc les prendre en compte pour prédire la forme de la fonction d'autocorrélation par exemple. Par contre, aux énergies élevées ces déflections induisent des temps de délai supplémentaires faibles devant les temps de propagation extragalactique. Les champs magnétiques galactiques ne modifieront donc pas la composition et le spectre prédits. Nous allons voir que ce n'est pas le cas pour les champs extragalactiques.*

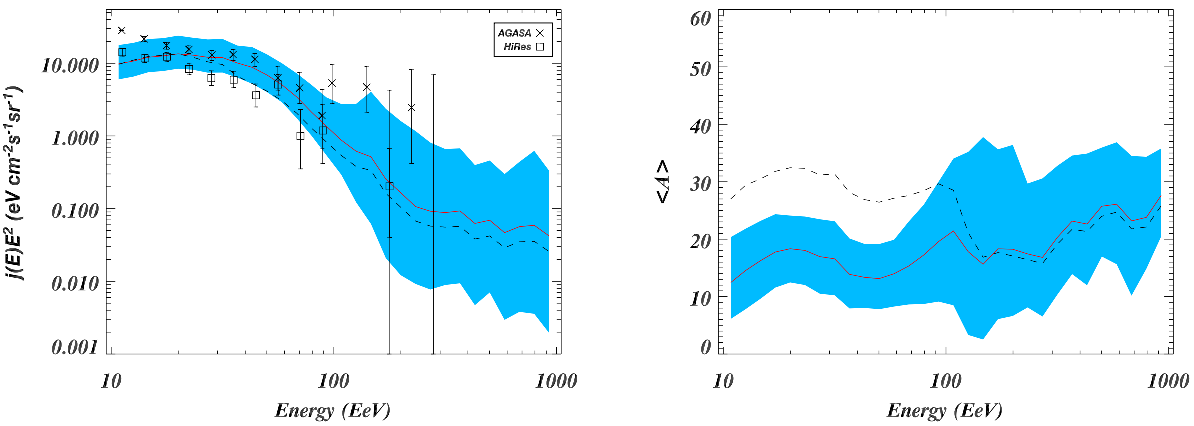



**FIG. 5.22 :** *Spectre et composition prédits dans le cas de sources de fer en présence de déflections extragalactiques. Les moyennes et variances ont les mêmes significations que pour la Fig. 5.19. On a $E_{\rm max} = 10$ ZeV et $\langle\alpha\rangle = 2$ sauf pour les lignes pointillées où $\langle\alpha\rangle = 2.4$.*

### 5.4.2 Sources de fer, déflections extragalactiques substantielles

Le spectre prédit dans le cas de déflections magnétiques extragalactiques importantes, toujours avec des sources de fer pur, est représenté en Fig. 5.22 (gauche). On peut comparer ces figures avec les résultats de la section précédente (Fig. 5.19). La « bosse » qui apparaissait dans le spectre un peu avant la coupure GZK n'existe plus. La pente du spectre augmente très progressivement avec l'énergie, si bien qu'on ne peut plus du tout parler de « coupure » à $E \simeq 100$ EeV, contrairement aux cas des protons ou en négligeant les déflections. Par ailleurs, aux énergies les plus élevées, les effets de variance cosmique restent considérables mais le retour post-GZK du flux est en moyenne plus important que sans champ magnétique.

La Fig. 5.22 (droite) montre l'évolution de la masse moyenne en fonction de l'énergie. À $E \lesssim 60$ EeV, $\langle A\rangle$ dépend beaucoup de $\alpha$ comme en l'absence de champ $\vec{B}$, mais **en moyenne la composition est plus légère que sans $\vec{B}$** : $\langle A\rangle \sim 15-30$ au lieu de $\langle A\rangle \sim 30-50$. En effet, les champs $\vec{B}$ augmentent la distance parcourue entre les sources et l'observateur, ce qui augmente aussi les interactions et donc renforce la proportion relative des secondaires légers par rapport aux noyaux lourds. On peut tirer de ces remarques la conclusion suivante : si l'on mesure une masse moyenne des UHECRs supérieure à $\simeq 35$ pour des énergies $10 \lesssim E \lesssim 30$ EeV, cela est non seulement la signature de sources de noyaux lourds mais aussi de déflections relativement faibles dans le milieu extragalactique. Cela peut donc être un autre test des effets des champs magnétiques extragalactiques, indépendemment des études d'anisotropies.

Pour conclure, notons que **les déflections dans des champs magnétiques extragalactiques peuvent modifier de façon non triviale le spectre et la nature des UHECRs observables sur Terre.** Cela complique potentiellement l'interprétation de ces observables. Remarquons que cela est en contradiction apparente avec le « théorème » d'universalité du spectre des rayons cosmiques extragalactiques [123], qui dit essentiellement que le spectre observé a une forme indépendante des champs magnétiques extragalactiques pourvu que la densité des sources soit suffisamment importante. Mais ce « théorème » n'est vrai que pour des nucléons, qui ne génèrent pas de particules secondaires contribuant au flux UHECR. Il ne s'applique donc pas au cas, pourtant probable, de noyaux plus lourds.

#### Déflections et autocorrélation angulaire

Comme attendu, l'histogramme des angles de déflection entre la source et l'observateur, pour l'accélération de fer, présenté en Fig. 5.23 (gauche), montre des déflections typiques plus importantes que pour les protons. Cela est particulièrement le cas aux plus hautes énergies, où la composante lourde domine. Ainsi, des déflections typiques de $10°$ ou plus sont attendues dans ce modèle même à 500 EeV ! La Fig. 5.23 (droite) montre la distribution sur le ciel de ces déflections pour $E \geq 80$ EeV. L'inhomogénéité considérable de cette carte reflète la présence de structures magnétisées étendues distribuées selon les grandes structures. Il y a une différence frappante entre cette carte de déflection, et celles de la Fig. 4.21 : même à 80 EeV, les déflections sont $\geq 50°$ sur une partie non négligeable du ciel. Cette différence est due aux facteurs suivants :

- On considère ici des noyaux de charge élevée.
- Les champs magnétiques sont plus étendus dans notre modèle que dans [112].
- Dans le modèle utilisé ici, les sources sont en moyenne plongées dans des zones denses, donc magnétisées, ce qui est plus réaliste que de considérer des sources distribuées uniformément dans l'espace.

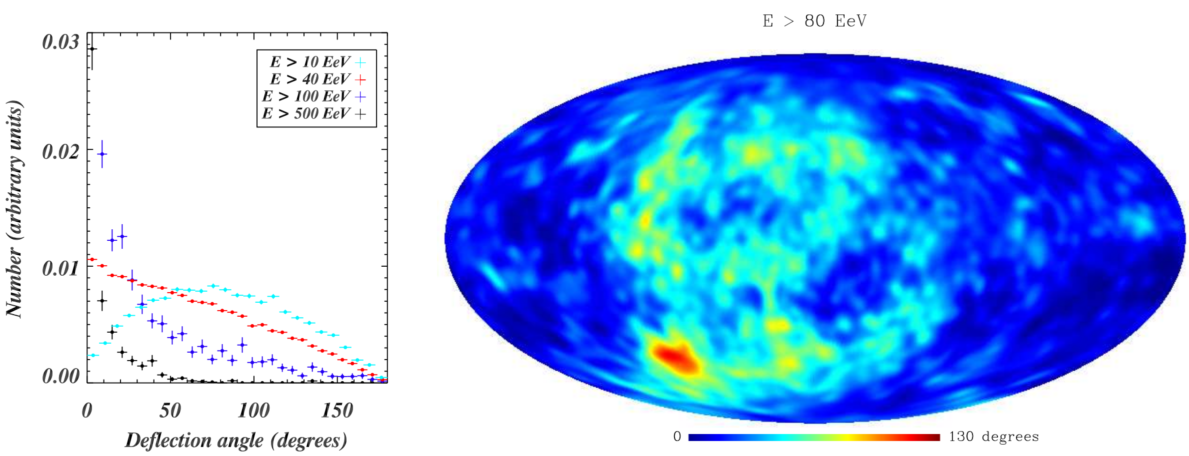



**FIG. 5.23 :** *Gauche : histogramme des angles de déflection des UHECRs observés pour différentes coupures en énergie, dans le cas de sources de fer. Droite : distribution sur le ciel des déflections prédites à partir des « événements » enregistrés par l'observateur dans le cas d'une injection de fer avec des champs magnétiques substantiels, pour* $E \geq 80$ *EeV. La carte est lissée par une gaussienne de largeur* $5°$.

Ces déflections (auxquelles il faut ajouter les effets des champs galactiques) pourraient nous empêcher de faire de manière précise de l'« astronomie des particules chargées » avec un observatoire comme Auger. Néanmoins, il est important de noter qu'elles n'effacent pas toutes les structures sur le ciel, et en particulier même dans ce cas très défavorable on devrait pouvoir observer des sources étendues, à condition que la densité de sources soit suffisamment faible. Cela est visible en particulier dans la fonction d'autocorrélation moyenne prédite, représentée à diverses énergies en Fig. 5.24. À cause des limitations présentées précédemment, les cascades de nucléons sont comptées chacune comme un unique événement, et le premier *bin* n'est pas pris en compte. On peut observer qu'au-dessus de 40 EeV, le signal prédit d'autocorrélation est quasiment plat, alors que, l'horizon des particules se réduisant avec l'énergie, il atteint un facteur de l'ordre de 4 au-dessus du niveau isotrope pour $E \geq 80$ EeV, et bien plus au-dessus de 120 EeV. L'amplitude du signal d'autocorrélation est moindre que dans le cas de l'accélération de protons. La variance cosmique est importante, le signal d'autocorrélation dépendant de la configuration des sources, comme l'avait déjà montrée la Fig. 5.16.

Nous prédisons ainsi dans cette situation « pessimiste » l'observation d'anisotropies uniquement aux plus hautes énergies, au-delà du seuil GZK ; seules des sources étendues sur $\sim 10°$ peuvent être observées. On peut se demander si de telles anisotropies peuvent être détectées avec Auger. Avec la densité de sources de $10^{-5}$ Mpc$^{-3}$ considérée, le signal d'autocorrélation prédit est $\mathcal{N} \sim 3$ pour des séparations angulaires $\theta \lesssim \theta_0 = 5°$ à 80 EeV (Fig. 5.24). Pour $N_{\rm obs}$ événements effectivement observés, il est facile de voir que l'erreur poissonienne sur $\mathcal{N}$ est $\sigma(\mathcal{N}) \simeq (N_{\rm obs}^2 \theta_0^2/4)^{-1/2}$. Si l'on exige par exemple $\sigma(\mathcal{N}) \leq 0.8$ pour parler de détection, cela amène

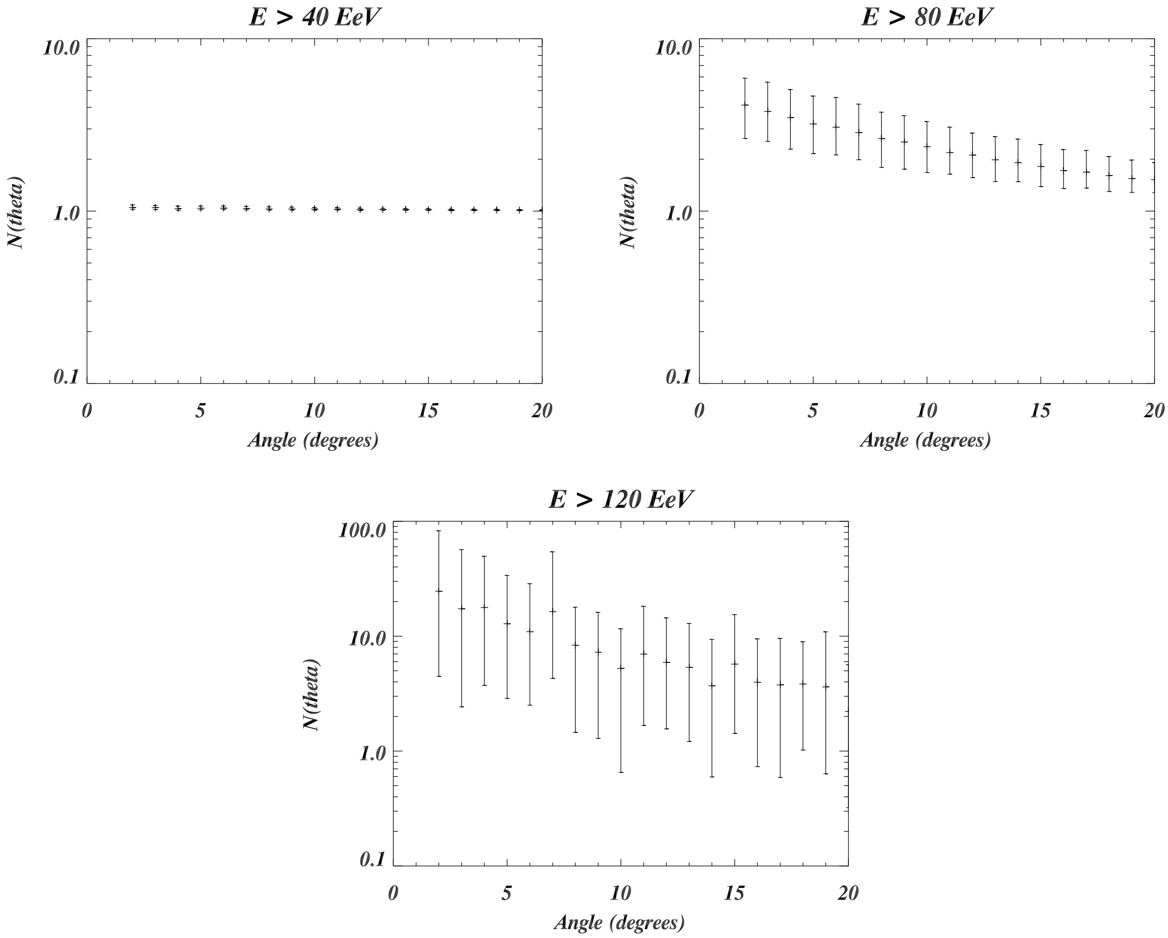



**FIG. 5.24 :** *Fonctions d'autocorrélation des « événements » observés au-dessus de 40, 80 et 120 EeV dans le cas de l'injection de fer en présence de champs magnétiques extragalactiques substantiels. Les barres d'erreur représentent la variance cosmique, qui a la même signification qu'aux figures précédentes. $\mathcal{N}(\theta) = 1$ correspond à l'isotropie.*

à la condition $N_{\rm obs} \geq 70$ événements au-dessus de $8 \times 10^{19}$ eV. On peut donc dire que les anisotropies qui apparaissent dans ce modèle sont détectables par un observatoire comme Auger.

### 5.4.3 Injection mixte de noyaux aux sources

Nous étudions maintenant le cas plus réaliste d'une injection mixte, c'est-à-dire des sources d'éléments de masses variées. Le choix de la proportion relative des différentes masses à l'injection comporte nécessairement une part d'arbitraire. Nous notons $x_A$ la proportion des noyaux de masse atomique $A$ à une énergie *par nucléon* donnée, c'est-à-dire à $E/A$ donné. $x_A$ est une grandeur connue pour les sources des rayons cosmiques galactiques. On suppose que les spectres de tous les noyaux ont la même pente proportionnelle à $E^{-\alpha}$. Le spectre d'injection par espèce est alors :

$$\frac{dn_A}{dE}(E) = N x_A A^{\alpha-1} E^{-\alpha}$$

$N$ est une constante de normalisation, et le facteur $A^{\alpha-1}$ résulte de la conversion de $E/A$ en $E$. Nous adoptons les $x_A$ déduits de l'observation des rayons cosmiques galactiques de plus basse énergie [131]. La Fig. 5.25 représente les $x_A$ choisis. On a en particulier pour le proton $x_1 = 95\%$, pour l'hélium $x_2 = 4\%$, et 1%

pour l'ensemble des métaux (au sens astrophysique du terme). Les spectres des différents éléments mesurés en-dessous du genou sont le produit de spectres d'injection (obtenus avec ces $x_A$ et avec $\alpha = 2.1$ pour les sources galactiques), et du temps de confinement de ces rayons cosmiques dans la galaxie $\tau(E/Z)$. Les mesures d'abondances relatives de certains élements ont permi d'estimer $\tau(E/Z) \sim (E/Z)^{-0.6}$. Mesurant les spectres au voisinage de la Terre, on peut donc en tirer les $x_A$. Nous faisons ensuite l'hypothèse que ces $x_A$ restent inchangés pour les sources extragalactiques.

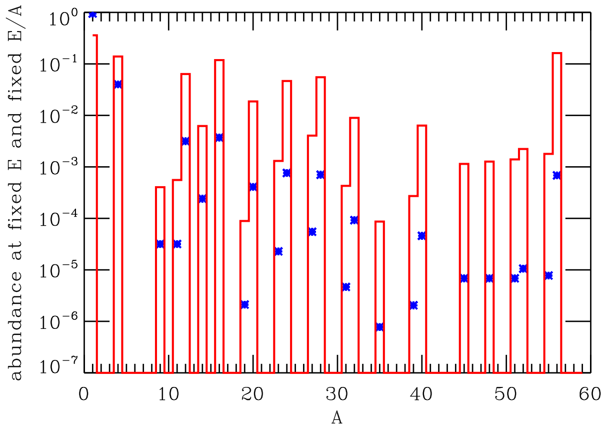



**FIG. 5.25 :** *Croix bleues : abondances $x_A$ à une énergie par nucléon $E/A$ donnée. Histogramme : abondances résultantes à une énergie $E$ donnée, en supposant un spectre $\propto E^{-2.6}$. Noter que le proton a une abondance $x_1$ mille fois plus élevée que le fer, mais les abondances à énergie fixée de ces deux éléments sont du même ordre de grandeur : il faut donc bien préciser de quelle abondance on parle.*

Nous supposons par ailleurs, suivant les canons des modèles d'accélération astrophysique, que l'énergie maximale accessible est proportionnelle à $Z$ : $E_{\max}/Z = 4{\times}10^{20}$ eV. L'indice spectral $\alpha$ est laissé en paramètre libre. Nous simulons ensuite la propagation de ces noyaux et de leurs secondaires de la même manière que précédemment.

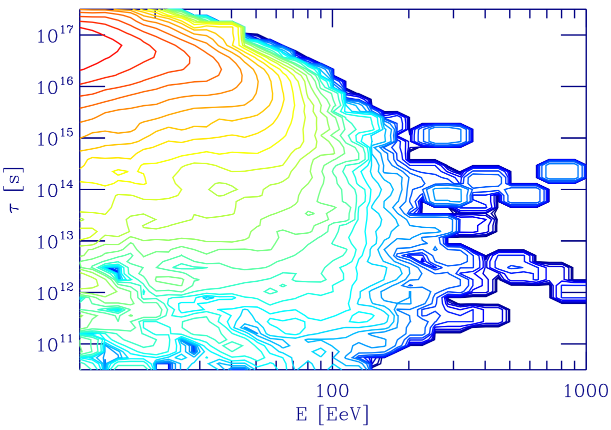



**FIG. 5.26 :** *Distribution des temps de délai en fonction de l'énergie pour les rayons cosmiques observés pour une composition mixte aux sources. Les lignes de niveau ont un pas logarithmique de 0.25.*

Les déflections sont considérables, comme à la section précédente. La Fig. 5.26 présente la distribution des temps de délai par rapport à la propagation rectiligne. À $10^{19}$ eV, le délai est ainsi de $\sim 5 \times 10^{16}$ s, soit $\sim 1.6$ milliards d'années. Cela est en accord qualitatif avec le temps estimé en supposant qu'il y a essentiellement diffusion de Bohm, dans les zones magnétisées autour des amas. Le temps de délai total est alors, selon cette hypothèse, de l'ordre du temps d'échappement de ces amas, qui ont une extension de quelques Mpc, et où le champ magnétique est de l'ordre du $\mu G$ :

$$\tau(E) \sim \frac{R^2}{6D(E)} \sim \frac{ZeBR^2}{2E} \sim 4 \times 10^{16} Z \left(\frac{B}{\mu G}\right) \left(\frac{R}{3\text{Mpc}}\right)^2 \left(\frac{10^{19}\text{eV}}{E}\right) \text{s}$$

On a utilisé pour cette expression la valeur du coefficient de diffusion de Bohm $D(E)$ donnée précédemment.

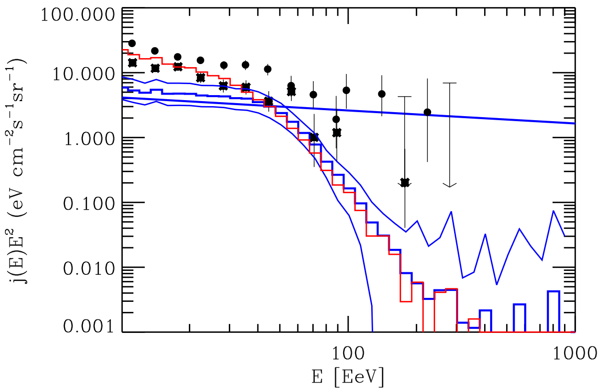



**FIG. 5.27 :** *Spectre moyenné observé sur Terre de l'ensemble des rayons cosmiques, pour un indice spectral d'injection $\alpha = 2.2$ (représenté par la ligne droite). Histogramme rouge : en l'absence de déflections extragalactiques. Histogramme bleu : en présence de déflections extragalactiques. La variance cosmique est représentée en présence de déflections. Les points représentent les données AGASA et HiRes.*

Le spectre total résultant observé sur Terre est représenté en Fig. 5.27 dans le cas où $\alpha = 2.2$. On observe, comme précédemment, que la présence de déflections magnétiques extragalactiques modifie le spectre observable. En particulier, $\alpha = 2.2$ permet d'interpréter raisonnablement les données actuelles uniquement si les déflections extragalactiques sont négligeables. En présence de déflections substantielles, il faut prendre $\alpha \simeq 2.6$ pour pouvoir reproduire les spectres observés. On peut interpréter cet effet ainsi : par conservation du facteur de Lorentz lors des photodésintégrations, un noyau de masse $A$ et d'énergie $AE/A'$ va se désintégrer en noyau de masse $A'$ et d'énergie $E$. Le flux de ces noyaux secondaires peut alors être calculé par rapport au flux des primaires :

$$\frac{dn_{A'}}{dE}(E) \simeq \left(\frac{A}{A'}\right)^2 \times \frac{dn_A}{dE}\left(\frac{AE}{A'}\right)$$

Dans cette expression, un premier terme $A/A'$ est dû à la conversion de $AE/A'$ en $E$, et le second terme est dû à la conservation de la masse. En utilisant alors le spectre d'injection des primaires donné plus haut, on obtient :

$$\frac{dn_{A'}}{dE}(E) \simeq N x_A A (A')^{\alpha-2} E^{-\alpha}$$

Cette formule est en particulier correcte pour $A = A' = 1$. La spallation est complète pour $A' = 1$ (on descend la chaîne de dissociation jusqu'aux protons), et incomplète pour $A' > 1$. En cas de spallation incomplète, le flux de secondaires est plus grand d'un facteur $(A')^{\alpha-2}$ que dans le cas de la spallation complète. Les champs magnétiques extragalactiques augmentent la distance moyenne de propagation des noyaux primaires, et permettent donc une spallation plus complète que dans le cas d'une propagation rectiligne. Cela explique que l'on observe un « aplatissement » du spectre plus important à $E \geq 10$ EeV en présence de champs extragalactiques.

Du coup, en supposant une distribution des éléments à l'injection telle que montrée en Fig. 5.25, on peut faire deux hypothèses compatibles avec le spectre actuellement mesuré à $E \geq 10$ EeV :

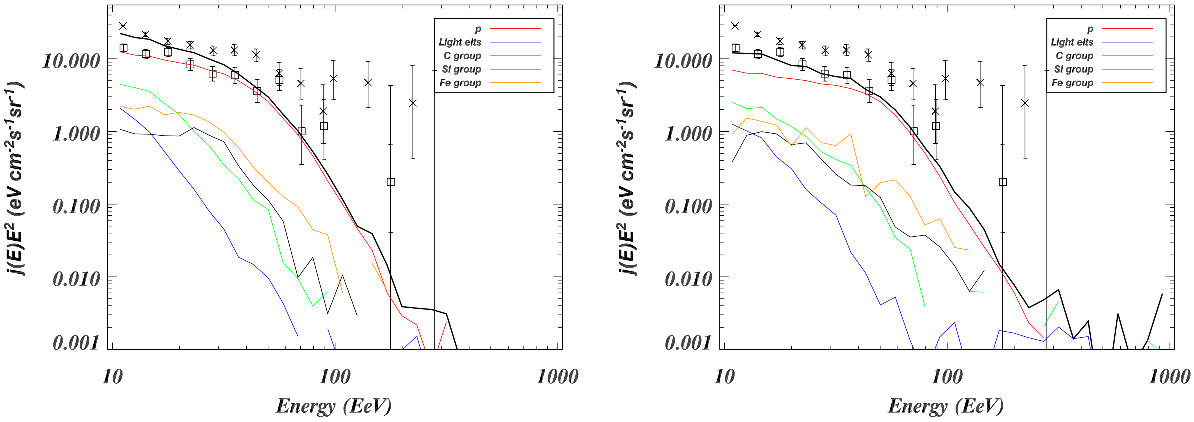



**FIG. 5.28 :** *Moyennes sur les réalisations de sources du spectre de l'ensemble des éléments (ligne noire) et des spectres par groupes d'éléments dans le cas d'une injection mixte. Pour les particules plus lourdes que les nucléons, les groupes suivants sont définis : "éléments légers" (bleu) :* $2 \leq A \leq 11$ *; "groupe du C" (vert) :* $12 \leq A \leq 24$ *; "groupe du Si" (noir) :* $25 \leq A \leq 40$*, "groupe du fer" (jaune) :* $41 \leq A \leq 56$*. Gauche : injection* $\propto E^{-2.2}$ *en l'absence de déflections. Droite : injection* $\propto E^{-2.6}$ *avec déflections substantielles. Les fluctuations statistiques importantes sont dues à des limitations de CPU.*

1. En l'absence de déflections extragalactiques substantielles, l'indice spectral d'injection des sources doit être $\sim 2.2$.
2. En présence de déflections importantes, la spallation est plus complète ce qui aplatit le spectre observé. L'indice spectral des sources doit alors être de l'ordre de 2.6.

La Fig. 5.28 présente les spectres par groupes d'éléments dans ces deux situations. Les deux hypothèses, bien que physiquement très différentes, mènent à des observables similaires. La fraction de protons à $10^{19}$ eV dans le premier cas est de $\simeq 58\%$, et de $\simeq 63\%$ dans le second cas.

Nous pouvons comparer ces résultats avec le cas de l'injection de protons seuls. Dans ce cas, l'indice spectral d'injection doit être environ $2.4 - 2.6$, et surtout le spectre observé ne dépend quasiment pas des déflections extragalactiques, comme précisé précédemment.

### 5.4.4 Conséquence possible pour l'interprétation de la cheville

Les résultats présentés ci-dessus peuvent avoir d'intéressantes conséquences concernant l'interprétation de la « cheville », structure spectrale observée à une énergie $E \sim 10^{18.5} - 10^{19}$ eV (en fonction de la calibration en énergie), et qui fait à l'heure actuelle l'objet de débats.

#### Les interprétations de la cheville

On peut interpréter la cheville de deux manières :

- La cheville marque la transition entre la composante galactique des rayons cosmiques et une composante extragalactique [132]. La composante galactique, entre le genou et la cheville, est essentiellement lourde ; cela est suggéré par l'observation de l'alourdissement des rayons cosmiques au niveau du genou et par le fait que les noyaux fortement chargés doivent être accélérés et/ou confinés dans la galaxie jusqu'à des énergies plus élevées que les protons. La composante extragalactique peut être de n'importe quelle nature a priori, et en particulier il peut aussi y avoir une fraction significative de noyaux lourds.

- La transition galactique/extragalactique a lieu à des énergies plus basses que la cheville, par exemple au niveau du second genou à $E \sim 10^{17.4}$ eV. On suppose par ailleurs que la composante extragalactique du spectre est essentiellement constituée de protons. Dans ce cas, la cheville est la trace de la production de paires des UHECRs sur le CMB à des distances cosmologiques [133], de la même façon que la coupure GZK serait la trace de la photoproduction de pions.

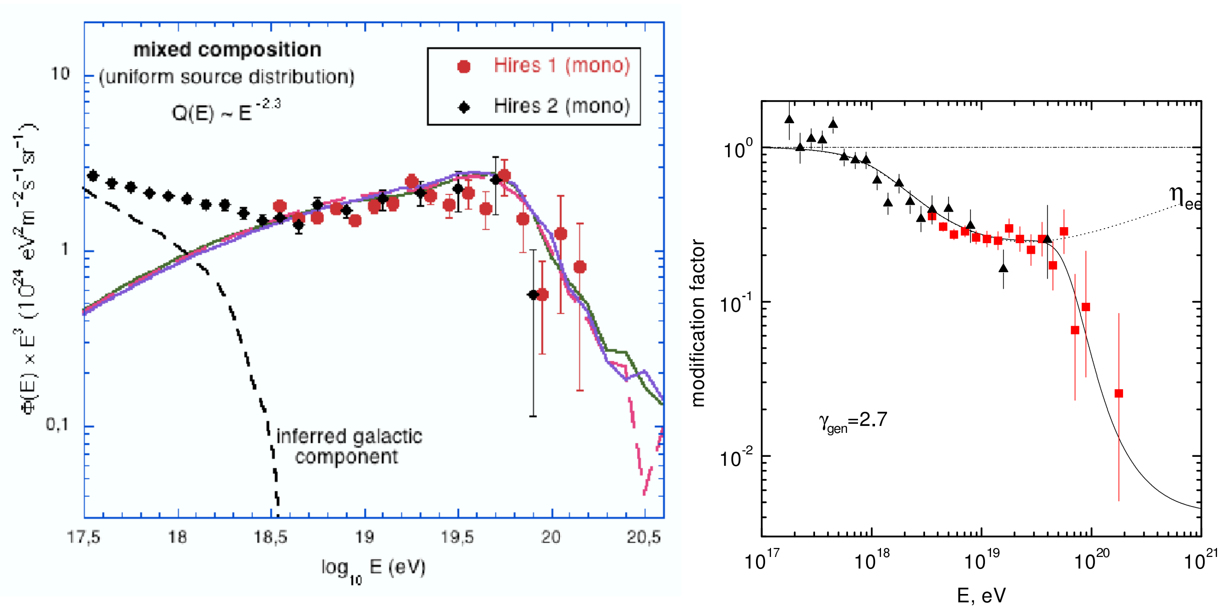



**FIG. 5.29 :** *Gauche : spectre dans l'interprétation galactique de la cheville [132]. Droite : facteur de modification (c'est-à-dire flux observé sur Terre / flux injecté aux sources) dans l'interprétation extragalactique de la cheville [133], comparé aux données HiRes.*

La première interprétation est considérée comme « traditionnelle ». La seconde interprétation, qui existe bien sûr depuis longtemps, a connu ces dernières années un regain d'intérêt suite à de nouvelles mesures de composition par HiRes, qui laissent penser que les protons dominent le spectre dès $E \leq 10^{18}$ eV. Ces mesures sont néanmoins très délicates comme nous l'avons vu au premier chapitre. La figure 5.29 montre les spectres ajustés aux données de HiRes dans le cadre de ces deux interprétations, *obtenus en utilisant des modèles unidimensionnels de propagation des UHECRs.*

Dans la première hypothèse (gauche), le spectre extragalactique peut très bien être ajusté par l'injection d'une composition mixte telle que celle décrite à la section précédente, avec $\alpha = 2.2$ et sans champs extragalactiques par exemple. L'énergie de la cheville est alors fixée seulement par les observations, mais il n'y a néanmoins pas de réel ajustement fin des paramètres à effectuer.

Dans la seconde hypothèse (droite), la position de la cheville est fixée par les lois de la physique des particules. Par contre la forme du spectre à plus basse énergie dépend en fait de nombreux paramètres libres, que nous discuterons en partie au chapitre suivant : paramètres cosmologiques, évolution de la luminosité des sources à grand redshift (à ces énergies les effets à distance cosmologique sont en effet importants), régime diffusif exact des rayons cosmiques (l'approximation de propagation rectiligne n'est bien sûr plus valable à $E \leq 1$ EeV). Surtout, il faut que les UHECRs soient essentiellement des protons, et que le spectre d'injection soit très peu dur, $\alpha \sim 2.6$. La Fig. 5.30 montre comment la forme de la cheville disparaît dans ce scénario si une partie trop importante des UHECRs sont des noyaux plus lourds.

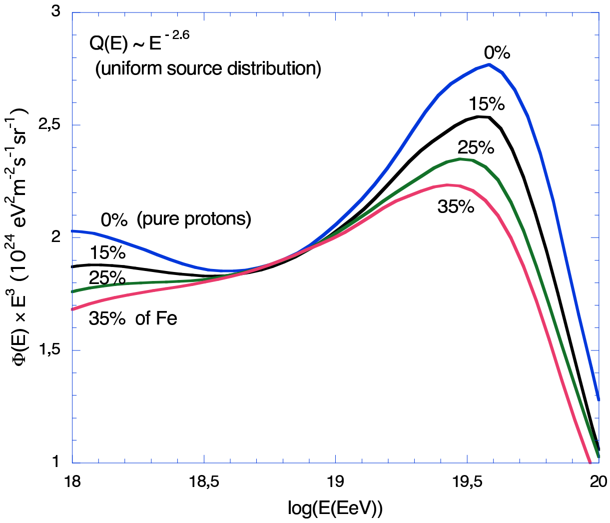



**FIG. 5.30 :** *Forme de la cheville en fonction de la composition, dans le cadre du modèle purement extragalactique de la cheville, et en l'absence de déflections extragalactiques [132]. Les fractions indiquées sont les fractions de fer à une énergie donnée, au niveau des sources.*

### Extrapolation de nos résultats à $E \leq 10^{19}$ eV

Nous avons vu que le spectre observé à $E \geq 10^{19}$ eV dépend des champs magnétiques dans le cas où la composition est relativement lourde. En particulier, nous avons montré que dans l'hypothèse de champs magnétiques importants, le spectre d'injection doit avoir un indice spectral $\alpha \simeq 2.6$, et non $\alpha \simeq 2.2$, même pour une injection mixte. **On peut alors envisager de reproduire la cheville dans un modèle purement extragalactique, mais avec une composition mixte et un indice spectral $\alpha \simeq 2.6$**.

La difficulté est que les simulations tridimensionnelles décrites à la section précédente ne permettent pas en l'état de descendre en-dessous de $10^{19}$ eV. Au-delà, les déflections des noyaux deviennent trop importantes : d'une part, la résolution de la grille de champ magnétique est alors insuffisante, et d'autre part le temps de propagation est trop long ce qui devient intenable en terme de CPU. On peut néanmoins tenter d'extrapoler les résultats précédents à la cheville : *avec un spectre d'injection* $\propto E^{-2.6}$, on a vu qu'en présence de déflections les protons dominent le spectre à 10 EeV. La proportion des protons devrait rester semblable à des énergies plus basses, puisque des noyaux lourds à $10^{20}$ eV génèrent des protons jusqu'à $\sim 100/50 = 2$ EeV, qui est une énergie inférieure à celle de la cheville. Sous ces hypothèses, il est donc raisonable de penser que les protons restent dominants dans le spectre jusqu'à environ 2 EeV ; leur interaction par production de paires sur le CMB va donc générer une cheville dans ces conditions.

En conclusion, nous avons montré qu'il est possible d'interpréter la cheville comme une structure spectrale due aux interactions extragalactiques des UHECRs sur le CMB, même si les sources de ces particules injectent des noyaux lourds. Une condition nécessaire pour cela est l'existence de fortes déflections extragalactiques.

# Chapitre 6

# Contreparties $\gamma$ et $\nu$ des UHECRs

Le chapitre précédent a montré que la détection de sources de rayons cosmiques, même aux énergies les plus extrêmes, peut être sensiblement compliquée par les déflections de ces particules chargées. Dans ce contexte, il est particulièrement intéressant d'étudier les rayonnements $\gamma$ et neutrinos associés aux sources d'UHECRs ; ces contreparties, sans déflections, peuvent permettre ainsi l'observation indirecte des sources d'UHECRs, comme cela est peut-être déjà le cas en ce qui concerne l'observation des sources de rayons cosmiques galactiques par les observatoires d'astronomie VHE $\gamma$. Nous calculons ici les flux de particules neutres secondaires créées par les interactions des UHECRs avec les fonds diffus cosmiques de photons à basse énergie. Ces flux peuvent être considérés comme « garantis » car leur existence ne repose que sur l'hypothèse de l'existence de sources d'UHECRs.

Une première section présente un peu plus en détails comment ces flux sont calculés dans le cadre de `CRPropa`, qui a été présenté au chapitre précédent. Nous calculons ensuite les flux de secondaires associés à l'ensemble des sources d'UHECRs, qui sont distribuées sur des distances cosmologiques. On obtient ainsi des fonds diffus, dont le calcul présenté ici est complémentaires d'approches plus traditionnelles.

Enfin nous calculons les flux de secondaires associés à une éventuelle source extragalactique « proche » d'UHECRs. Nous montrons en particulier que les champs magnétiques permettent d'augmenter les flux de secondaires d'une telle source.

♠ *On se limite ici au cas d'UHECRs protons. Le cas probable où les noyaux lourds constituent une part importante des UHECRs n'a pas encore été traité à notre connaissance dans la littérature, du point de vue des photons secondaires.*

## 6.1 Modèles et simulations

Nous considérons la propagation des UHECRs dans le milieu extragalactique dans le même cadre qu'au chapitre précédent. Nous précisons plus en détail les algorithmes d'interaction qui permettent d'étudier les particules secondaires.

#### Photoproduction de pions

Les fonds considérés pour cette interaction sont le CMB et le fond infrarouge. À un redshift $z$, le CMB est un corps noir de température $T(z) = T_0(1+z)$. La densité par unité d'énergie et de volume physique de photons s'écrit :

$$n_T(\epsilon) \propto \frac{\epsilon^2}{e^{\epsilon/kT} - 1} \qquad \text{soit :} \qquad n_T(\epsilon) = (1+z)^2 \times n_{T_0}\left(\frac{\epsilon}{1+z}\right)$$

Le taux d'interaction avec le CMB, exprimé au chapitre 4, se réécrit donc :

$$R(E,z) = \frac{(1+z)^2}{8E^2} \int_{\epsilon_{\rm th}}^{\infty} d\epsilon \, \frac{n_{T_0}(\epsilon/1+z)}{\epsilon^2} \int_{s_{\rm th}}^{s_{\rm max}} ds \, (s - m_N^2) \sigma_{N\gamma}(s)$$

On utilise les notations $\epsilon_{\rm th} \equiv A/E$ et $s_{\rm th} \equiv B$. On obtient alors par changement de variable :

$$R(E,z) = \frac{1+z}{8E^2} \int_{A/E(1+z)}^{\infty} d\epsilon \, \frac{n_{T_0}(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{B}^{m_N^2 + 4\epsilon E(1+z)} ds \, \sigma_{N\gamma}(s)(s - m_N^2)$$

Il y a donc, *dans le cas de l'interaction avec le CMB*, un lien très simple entre les taux d'interactions à divers redshifts, grâce à la forme de l'évolution de la densité de photons du CMB avec $z$ :

$$R(E,z) = (1+z)^3 \, R(E(1+z), 0)$$

L'algorithme de photoproduction de pions est alors le suivant : `CRPropa` utilise une table donnant le taux d'interaction avec le CMB à $z = 0$, elle-même déduite de SOPHIA, pour calculer le taux d'interaction à un redshift $z$ (rappelons qu'on a toujours $z = 0$ si la simulation est à 3D). Pour chaque pas $\Delta t$, on tire un nombre aléatoire $0 < \alpha < 1$ et il y a interaction si $\alpha < \Delta t \times R(E,z)$. Dans ce cas on appele SOPHIA pour générer une interaction : toutes les particules « stables » résultantes (p, n, $\gamma$, $e^{\pm}$, $\nu$) sont retournées et ajoutées à la liste des secondaires à propager dans `CRPropa`.

Dans le cas du fond infrarouge, on dispose de plusieurs modèles donnant la densité $n_{\rm IR}(\epsilon, z = 0)$, que l'on peut choisir. `CRPropa` utilise ensuite le modèle le plus simple imaginable donnant l'évolution de cette densité avec $z$ : on suppose que l'ensemble des photons IR ont été émis à un certain redshift $z_{\rm max} \sim 4$, correspondant par exemple à l'époque supposée où la luminosité des AGNs était la plus importante. L'évolution de $n_{\rm IR}(\epsilon, z)$ est alors sous cette hypothèse la même que celle du CMB, qui est aussi un gaz de photons libres depuis la surface de dernière diffusion. Dans ce cas, la formule $R(E,z) = (1+z)^3 \, R(E(1+z), 0)$ tient toujours. L'algorithme d'interaction est donc exactement le même que dans le cas du CMB.

**Désintégration des neutrons.**

Les neutrons générés par photoproduction de pions se désintègrent, ce qui engendre aussi des flux assurés de $e^-$ et de $\bar{\nu}_e$. Le temps de désintégration du neutron étant fixé, on teste à chaque pas par Monte-Carlo s'il y a désintégration. Dans l'affirmative, les produits de désintégration sont générés de la manière suivante : la quantité de mouvement emportée par les $e^-$ et $\bar{\nu}_e$ étant négligeable, on peut considérer avec une bonne approximation qu'il y a conservation du facteur de Lorentz $\gamma$ et donc l'énergie du proton sortant est $E_p = E_n \times m_p/m_n$. En notant $Q \equiv m_n - m_p = 1.29$ MeV, la distribution de l'énergie dans le centre de masse de l'électron sortant est obtenue par des arguments cinématiques :

$$\frac{dn}{dE_e} \propto E_e (Q - E_e)^2 \sqrt{E_e^2 - m_e^2} \qquad \text{pour} \quad m_e \leq E_e \leq Q$$

On tire donc $E_e$ selon cette loi. On a alors $E_\nu = Q - E_e$. Les directions d'émission $\theta_e$ et $\theta_\nu$ de l'électron et du neutrino dans le centre de masse sont tirées de manière isotropes, ce qui permet ensuite d'obtenir les énergies sortantes de ces particules dans le référentiel de l'observateur $E'_e = \gamma(E_e + p_e \cos\theta_e)$ et $E'_\nu = \gamma E_\nu (1 + \cos\theta_\nu)$. Ces secondaires sont alors mis dans la liste des particules à propager.

**Photoproduction de paires**

Cette interaction est traitée comme un processus continu sur le CMB. Le $dE/dx$ appliqué est tabulé à redshift $z = 0$, et pour les plus grands redshifts il y a exactement la même relation d'échelle que dans le cas de la photoproduction de pions ; l'évolution de l'énergie des protons est donc calculée à chaque pas $\Delta t$ avec la relation :

$$E(t+\Delta t) = E(t)\left[1-(1+z)^3\Delta t\, f\left(E(1+z)\right)\right] \equiv E(t) - \Delta E$$

où $f(E)$ est une fonction tabulée. La distribution en énergie des paires $e^\pm$ est relativement problématique. En ordre de grandeur, on peut estimer qu'au seuil les paires sont produites au repos dans le référentiel de repos du proton. Dans le référentiel de l'observateur, cela correspond donc à une énergie $E_e \sim (m_e/m_p)E_p \sim 1$ PeV pour un proton de 2 EeV. En fait, des simulations numériques complètes [134] de l'interaction montrent que la distribution des énergies des paires créées n'est pas monochromatique, et a en particulier une queue en loi de puissance à haute énergie. Cette queue est explicitement représentée à la Fig. 2 de [135], dans le cas de la production de triplets $\gamma e \longrightarrow e^+e^-e$ ; les sections efficaces sont analogues dans le cas de la production de paires dans le champ d'un proton puisqu'à haute énergie c'est le même processus électromagnétique, les phénomènes hadroniques ne jouant aucun rôle. On peut alors estimer que la distribution des énergies des paires est en $\sim E_e^{-7/4}$ [81]. La valeur exacte de cet indice spectral reste l'objet de quelque incertitude, mais il est important de remarquer que cet indice est assez proche de 2, ce qui implique que l'énergie perdue par production de paires est transportée en grande partie par des paires d'énergie $E_e$ élevée. Le spectre des paires $e^\pm$ générées à chaque pas $\Delta t$ est donc actuellement modélisé dans `CRPropa` par une loi de puissance :

$$\frac{dn_e}{dE_e} \propto E_e^{-7/4} \qquad \text{pour} \quad E_{\min} \leq E_e \leq E_{\rm th} = \frac{4E_p^2\epsilon}{4E_p\epsilon + m_p^2}$$

Le seuil $E_{\rm th}$ est imposé par la cinématique [81] : $\epsilon \simeq 10^{-3}$ eV est l'énergie typique d'un photon du CMB. Puisque le processus est modélisé comme des pertes continues d'énergie, ce spectre est normalisé en imposant à chaque pas $\Delta t$ la relation $\Delta E = 2\int_{E_{\min}}^{E_{\rm th}} dE_e\, E_e dn_e/dE_e$, le facteur 2 provenant du fait qu'on a deux espèces, $e^+$ et $e^-$, avec la même distribution en énergie.

**Les cascades électromagnétiques**

Les photons, électrons et positons secondaires injectés soit de façon monochromatique (photoproduction de pions, désintégration du neutron), soit avec un spectre en loi de puissance (photoproduction de paires) forment des cascades électromagnétiques étudiées par DINT, qui résout des équations de transport unidimensionnel pour ces cascades.

- Dans le cas tridimensionnel, chaque secondaire injecté génère une cascade.
- À une dimension, une liste de cascades vides, situées à différents redshifts, est créée avant la propagation des protons. Ces cascades sont remplies lors de la propagation des nucléons, et sont ensuite propagées jusqu'à $z = 0$ à la fin de la simulation. L'avantage de cette approche est un gain de temps de CPU considérable pour les cascades générées à grand redshift.

Même dans les simulations tridimensionnelles, les cascades électromagnétiques sont propagées en ligne droite. Les électrons de ces cascades peuvent bien sûr être défléchis dans les champs $\vec{B}$ extragalactiques, et nous précisons ici sous quelles circonstances ces déflections peuvent être négligées. Dans un champ magnétique $B$, les électrons perdent de l'énergie par synchrotron avec un temps caractéristique :

$$t_{\rm synch} \equiv \frac{E_e}{dE_e/dt} = \frac{6\pi m_e^2}{\sigma_T E_e B^2} \simeq 3.84\,{\rm kpc}\left(\frac{E_e}{10^{15}{\rm eV}}\right)^{-1}\left(\frac{B}{\mu G}\right)^{-2}$$

où $\sigma_T$ est la section efficace de Thomson. La Fig. 4.9 montre par ailleurs que le temps de perte d'énergie par effet Compton inverse peut être approximé grossièrement par :

$$t_{IC} \lesssim 500\,\mathrm{pc}\left(\frac{E_e}{10^{15}\,\mathrm{eV}}\right) \qquad E_e \gtrsim 10^{15}\,\mathrm{eV}$$
$$t_{IC} \lesssim 1.1\,\mathrm{pc} \qquad E_e \lesssim 10^{15}\,\mathrm{eV}$$

Il faut comparer ces ordres de grandeur au rayon de Larmor de l'électron :

$$r_L = \frac{E_e}{eB} \simeq 1.1\,\mathrm{pc}\left(\frac{E_e}{10^{15}\,\mathrm{eV}}\right)\left(\frac{B}{\mu G}\right)^{-1}$$

Pour que le traitement unidimensionnel de la cascade électromagnétique soit valide, il faut que le rayon de Larmor soit plus grand que la longueur de propagation de la cascade, ou bien que l'une des deux distances de perte d'énergie décrites ci-dessus :

- C'est le cas en champ $\vec{B}$ faible ($B \lesssim 1$ nG) pour $E_e \gtrsim 10^{15}$ eV.
- C'est le cas en champ fort ($B \gtrsim 1$ nG) pour $E_e \gtrsim 10^{18}$ eV.

L'approximation ne sera donc pas valide dès que les champs seront supérieurs au pG, pour $E_e \lesssim 10^{15}$ eV. Néanmoins ce n'est pas catastrophique car les électrons dans cette bande d'énergie ne contribuent pas de manière significative au flux $\gamma$ à des énergies au-dessus du MeV. Par ailleurs l'approximation ne tient pas non plus en champ fort pour $E_e \lesssim 10^{18}$ eV. Elle ne tiendra donc que si cette composante « basse énergie » des cascades se développe essentiellement dans les vides des grandes structures, où le champ $\vec{B}$ est faible. Cela est typiquement le cas si une source est dans une région magnétisée, car dans ce cas les cascades ne traversent les zones magnétisées qu'au début de leur développement, quand l'esssentiel de leur énergie est contenu dans des particules de « haute » énergie.

## 6.2 Fonds diffus « assurés » de neutrinos et de photons

Nous utilisons ici la version unidimensionnelle de `CRPropa` pour prédire les fonds diffus de haute énergie de photons et de neutrinos issus des interactions des UHECRs sur des distances cosmologiques avec les fonds de photons de basse énergie. Il s'agit de fonds relativements « garantis » car la probabilité que les rayons cosmiques observés à $E \geq 10$ EeV soient d'origine extragalactique est très forte. L'amplitude exacte de ces fonds est par contre l'objet d'incertitudes.

En se limitant à une dimension, on ne prend pas du tout en compte la diffusion des rayons cosmiques aux grandes échelles. C'est une hypothèse faite pratiquement partout dans la littérature ; elle est probablement incorrecte car on parle ici de distances de propagation énormes, de l'ordre du Gpc. Elle est néanmoins conservative, dans le sens suivant : la diffusion des UHECRs aux très grandes échelles doit augmenter la proportion des secondaires neutres par rapport aux rayons cosmiques ; le flux prédit de ces secondaires dans l'approximation unidimensionnelle peut donc être pris comme une limite inférieure.

#### Prédiction des fonds diffus

On considère le modèle suivant de sources des rayons cosmiques extragalactiques dans la bande d'énergie $E \geq 10^{17}$ eV :

– Les UHECRs sont des protons.
– Le spectre d'injection est $j(E) = j_0 E^{-\alpha}$ pour $E \leq E_{\max} = 10^{21}$ eV. L'indice spectral $\alpha$ est un paramètre libre du modèle.
– La densité *comobile* $\rho$ des sources évolue avec le redshift. La loi $\rho(z)$ est un paramètre libre du modèle. On peut prendre un simple modèle en loi de puissance $\rho = \rho_0(1+z)^m$, la densité physique des sources évoluant alors en $(1+z)^{3+m}$ ; on peut aussi prendre un modèle inspiré par la distribution en redshifts

d'objets comme les quasars : $\rho = \rho_0(1+z)^m$ jusqu'à $z \sim 2$, puis une densité constante jusqu'à $z \sim 3$, puis une décroissance exponentielle de la densité des sources.

Dans tous les cas on prend en compte les interactions des UHECRs et le développement des cascades électromagnétiques dans le CMB et les fonds infrarouges et radio. On normalise ensuite les spectres observés à $z = 0$ au spectre des UHECRs mesuré sur Terre. Des exemples de tels spectres sont donnés en Fig. 6.1.

Nous décrivons maintenant en détails les composantes protons, neutrinos et photons représentées sur ces deux graphiques. Considérons d'abord le spectre des UHECRs, normalisé au fond diffus mesuré par HiRes. On prédit naturellement la cheville dans ce modèle où seuls des protons sont propagés, en tant que signature de la production de paires sur le CMB ; on observe aussi bien sûr l'atténuation GZK. La forme du spectre prédit dépend à la fois de l'indice spectral $\alpha$ et de la fonction d'évolution des sources $\rho(z)$. En particulier, le spectre prédit reproduit raisonnablement les données à la fois pour $\alpha$ petit et une évolution importante des sources ($m \sim 3$), et pour $\alpha$ plus grand ($\alpha \sim 2.6$) et $\rho$ constante. En effet, pour $\alpha$ petit, le fait que l'injection soit moins efficace à basse énergie peut être compensé par la surabondance de sources à grand redshift (les sources les plus lointaines contribuent essentiellement au flux d'UHECRs à basse énergie).

En dessous de $10^{17.5}$ eV, une autre composante, galactique, doit être rajoutée pour expliquer complètement le spectre HiRes. Notons qu'il est prédit que la composante extragalactique s'atténue fortement autour de cette énergie à cause des effets de diffusion dans les champs magnétiques [136] (on parle même d'effet « anti-GZK » ). Cet effet n'est pas visible dans le cadre de nos simulations unidimensionnelles.

Sur la Fig. 6.1, le flux de neutrinos issus de l'interaction GZK (neutrinos « cosmogéniques » ) et de la désintégration des neutrons est représenté en bleu. Les sensibilités des expériences à un tel fond diffus sont représentées en bleu (limites supérieures publiées) et en vert (expériences en projet). On remarque en particulier que **l'amplitude du fond diffus de neutrinos cosmogéniques est très sensible à l'évolution des sources à grand redshift**. En effet, la distribution des sources aux grands redshifts n'a que peu d'effet sur le flux des UHECRs à cause de leurs interactions. Au contraire, le fond de neutrinos est généré par toutes les sources y compris celles à grand redshift. Il apparaît ainsi que Auger pourra détecter ce fond diffus cosmogénique à long terme, si la luminosité des sources d'UHECRs est significativement plus élevée aux grandes distances que dans notre environnement local.

Le flux de photons cosmogéniques est représenté en rouge. Le développement des cascades électromagnétiques sur des distances cosmologiques fait que l'essentiel de l'énergie de ces cascades est distribué dans la bande du GeV - TeV. Par analogie avec les grandes gerbes atmosphériques, on pourrait parler de cascades électromagnétiques « âgées ». L'effet des champs magnétiques sur le développement des cascades est quasi nul dans cette situation : la ligne en pointillés sur la Fig. 6.1 (bas) représente le flux de photons en présence d'un champ uniforme $B = 1$ nG. Le spectre du fond diffus extragalactique mesuré par le satellite EGRET est représenté sur la Fig. 6.1. Le fond de photons cosmogéniques prédit a une intensité significativement moins élevée que ce fond mesuré, il ne peut donc pas être détectable dans ce domaine d'énergie.

Il est remarquable que les spectres de photons au GeV et de neutrinos à l'EeV aient la même amplitude en échelle $E^2 \times J(E)$. Cela s'explique par le fait que l'interaction qui génère ces deux particules répartit l'énergie des secondaires dans les mêmes proportions : $E(\gamma) \sim E(\nu)$. L'énergie totale de chacune de ces composantes s'écrit par ailleurs :

$$E_{\text{tot}} = \int dE\, EJ(E) \sim [E^2 J(E)](E_{\text{peak}})$$

où $E_{\text{peak}}$ est l'énergie caractéristique de la cascade de particules considérée. On voit ainsi l'intérêt de représenter les spectres en échelle $E^2 J(E)$ pour ces études « multi-messagers ».

Pour terminer, remarquons que la Fig. 6.1 montre qu'on prédit naturellement une fraction d'environ $0.1\%$ de photons dans le flux d'UHECRs vers $\sim 10$ EeV. Cette valeur est à comparer avec les valeurs limites expérimentales déjà posées, ou que l'on pourra poser avec les expériences en cours comme Auger, qui sont de l'ordre de $10\%$. De plus, le flux de photons à ultra-haute énergie dépend de manière cruciale de la distribution

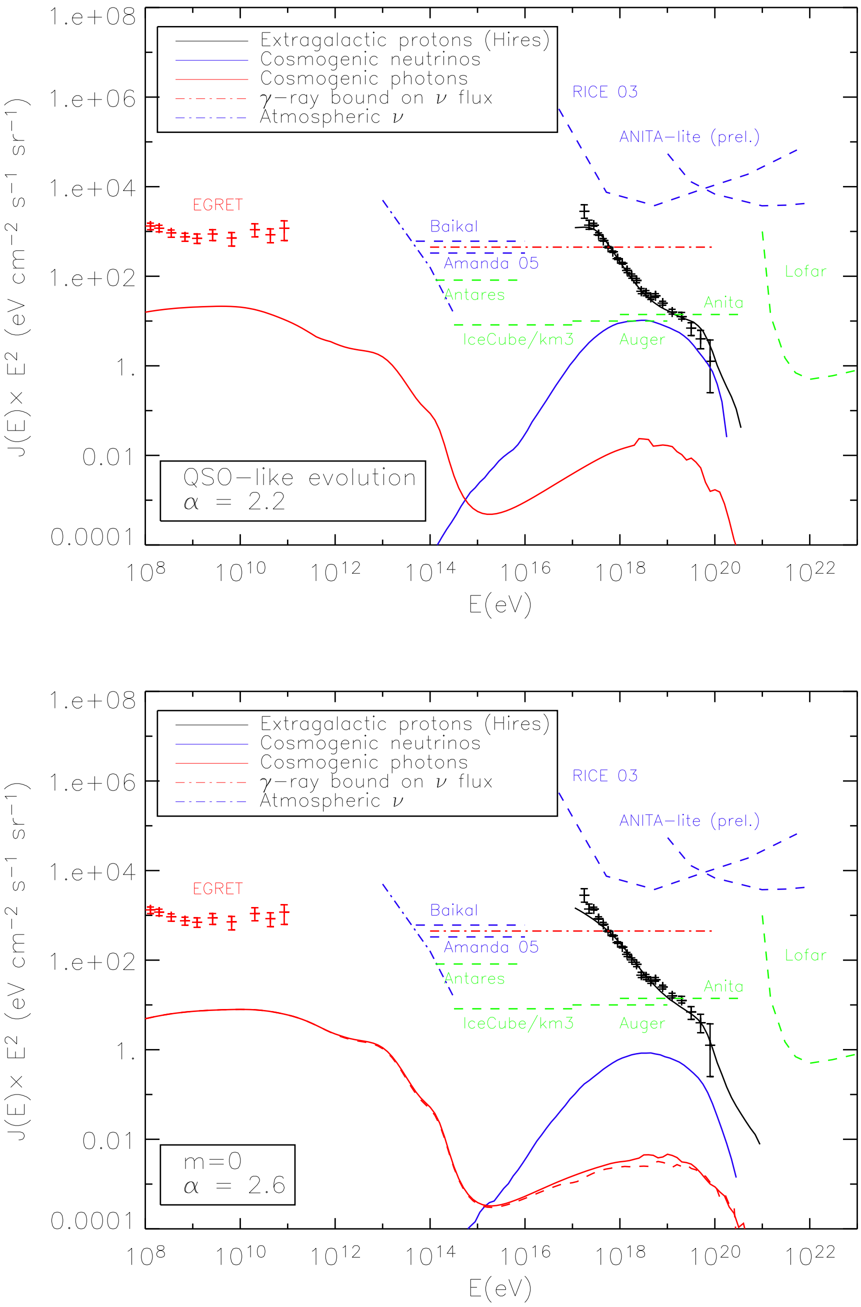



**FIG. 6.1 :** *Spectres des fonds diffus d'UHECRs et des neutrinos et photons secondaires prédits dans des modèles de propagation rectiligne de protons. La normalisation est fixée par les mesures de HiRes. Haut : la densité des sources évolue avec z. Bas : densité comobile de sources uniforme. Les flux de neutrinos représentent un flux par saveur, en supposant explicitement un mélange total de ces saveurs sur des distances cosmologiques. On représente par ailleurs les flux mesurés de photons (EGRET) et le flux moyen de neutrinos atmosphériques, ainsi que les valeurs limites supérieures sur le flux de neutrinos qui sont établies (en bleu), et les sensibilités des expériences futures ou en cours (en vert).*

des sources au voisinage de l'observateur, étant donnée la très faible longueur d'interaction des photons à ces énergies : nous avons ici supposé une distribution continue de sources alors qu'il est probable que la source la plus proche soit tout de même à quelques Mpc ou dizaines de Mpc, ce qui est une distance très faible aux échelles cosmologiques mais de l'ordre de grandeur de la longueur de perte d'énergie par production de paires. De façon générale, on voit que ces flux de photons et neutrinos secondaires « garantis » sont bien moins copieux que ceux des modèles plus exotiques.

**Liens avec les autres travaux**

L'étude du spectre des UHECRs et des neutrinos cosmogéniques associés a fait l'objet de nombreuses études, par exemple [137], [138]. Nous avons pu ainsi tester la validité du code dans certaines situations.

L'effet GZK n'est qu'une source possible de neutrinos à l'EeV. Il peut y avoir d'autres mécanismes de production de tels neutrinos, directement aux sources en particulier. Néanmoins, quel que soit ce mécanisme, il doit pratiquement toujours y avoir production simultanée de cascades électromagnétiques : les neutrinos sont en effet issus de la désintégration de pions, qui engendrent en même temps des photons. Avec $E_{\rm tot}(\gamma) \sim E_{\rm tot}(\nu)$, on voit donc que la mesure du fond diffus $\gamma$ au GeV par EGRET fournit naturellement une limite supérieure sur le flux possible de tels neutrinos. Cette limite, dite parfois de limite de Waxman-Bahcall [139], est représentée en rouge sur la Fig. 6.1. Remarquons néanmoins qu'elle peut être contournée dans le cas de sources de neutrinos optiquement épaisses (transparentes aux neutrinos, mais pas aux cascades électromagnétiques).

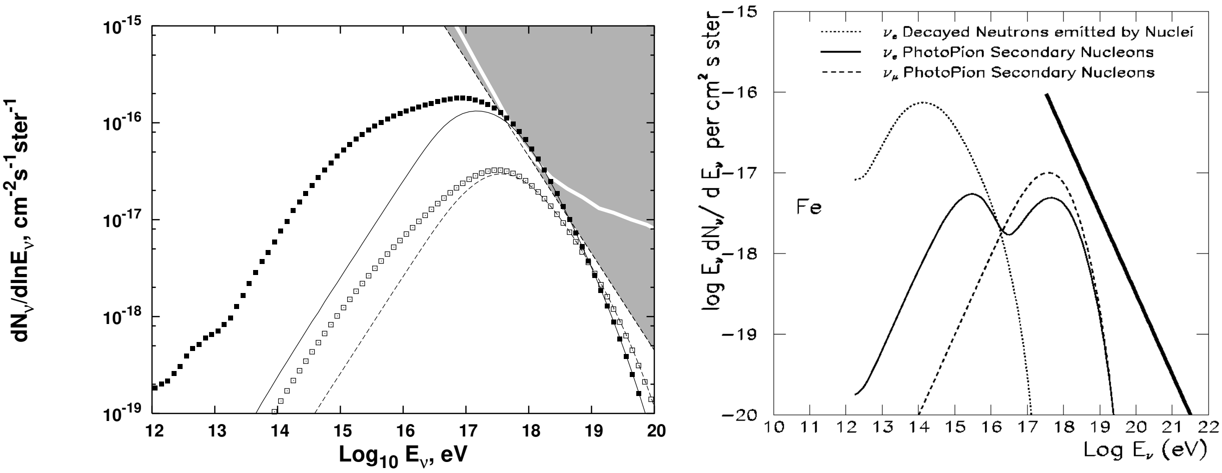



**FIG. 6.2 :** *Gauche : Spectres des neutrinos dans le cas ($\alpha = 2$, $m = 3$) pour les courbes du haut, et dans le cas ($\alpha = 2.5$, $m = 4$) pour les courbes du bas. Les lignes fines sont calculées uniquement avec le CMB, tandis que les carrés prennent en compte aussi les interactions avec le fond infrarouge (dont l'évolution avec z est la même que dans `CRPropa`). La zone grisée correspond à la limite de Waxman-Bahcall. D'après [137]. Droite : Spectres prédits par saveur, dans le cas d'une injection de fer aux sources avec $E_{\rm max} = 4Z \times 10^{20}$ eV et ($\alpha = 2$, $m = 3$). On voit en particulier la contribution due à la désintégration des neutrons. D'après [140].*

La Fig. 6.2 illustre deux propriétés importantes de ces neutrinos cosmogéniques. Le graphique de gauche montre l'effet des interactions des protons avec le fond diffus infrarouge (qui est pris en compte dans notre modèle). Ces interactions ayant lieu en moyenne à des énergies$E_p$ plus faibles que dans le cas du CMB, les neutrinos secondaires associés ont des énergies moins élevées. Le graphique de droite montre le flux cosmogénique dans le cas où les UHECRs sont des noyaux de fer (cas que nous n'avons pas du tout traité). Dans ce cas, le flux est diminué aux hautes énergies par rapport aux protons car la photodissociation domine par rapport à la photoproduction de pions. Néanmoins, la photodissociation produit copieusement des neutrons dont la désintégration augmente le flux de $\bar{\nu}_e$ à basse énergie, formant le pic visible à $E_\nu \sim 0.1$ PeV dans la représentation de $E \times J(E)$. Ce pic existe mais est beaucoup moins prononcé dans le cas où les UHECRs sont des protons (cf. Fig. 6.1, haut).

## 6.3 Contrepartie observable au GeV - TeV d'une source proche d'UHECRs

Nous nous intéressons maintenant aux flux de secondaires générés non pas aux échelles cosmologiques, mais par une source proche d'UHECRs, située typiquement dans un amas de galaxies à 20 ou 100 Mpc. Cette étude est particulièrement motivée par l'amélioration récente de la sensibilité des télescopes VHE $\gamma$, qui pourraient ainsi observer la contrepartie d'une éventuelle source d'UHECRs. Comme précédemment, la philosophie ici est de calculer des flux garantis, associés uniquement à la photoproduction de pions et de paires. Ces travaux sont publiés dans [141].

Le flux de neutrinos secondaires associé à une telle source est forcément faible, car l'absence d'interactions des neutrinos fait que les sources situées à grande distance dominent le flux (cf. section précédente). Ainsi, s'il y a un espoir réel de détecter le fond diffus cosmogénique de neutrinos, il n'y a pas vraiment d'espoir de détecter à court terme une source ponctuelle associée à ce phénomène, d'autant plus que les télescopes à neutrinos sont naturellement optimisés, comme Auger, pour l'étude de fonds et non de sources (cf. chapitre 3). La Fig. 6.3 montre néanmoins le flux de neutrinos d'une source d'UHECRs située à 20 Mpc, en fonction de l'énergie maximale d'injection des protons (qui est bien sûr un paramètre important), mais aussi en fonction des champs magnétiques : l'effet de champs magnétiques substantiels au voisinage de la source est d'augmenter la durée de parcours des protons, et du coup l'émission de neutrinos secondaires. Le flux prédit de neutrinos est ainsi augmenté d'un facteur 2, pour une même luminosité de la source.

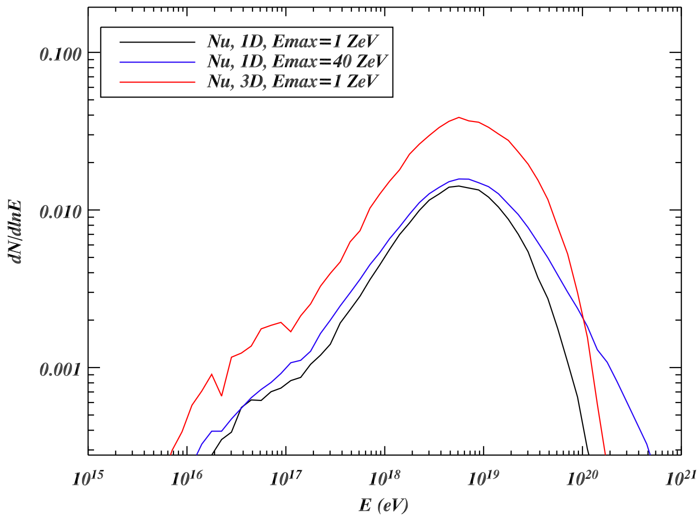



**FIG. 6.3 :** *Flux de neutrinos émis par une source à 20 Mpc de l'observateur (unités arbitraires). Les courbes bleue et noire sont calculées en faisant l'hypothèse de propagation rectiligne des protons, alors que la courbe rouge est calculée en supposant que la source est dans une région magnétisée, avec des champs de* $\sim 0.1 - 1 \mu G$ *étalés sur quelques Mpc autour de la source.*

Nous étudions dès lors exclusivement les photons secondaires d'une source d'UHECRs. Les flux associés à une telle source ont été déjà étudiés dans la littérature : dans [142], des champs magnétiques faibles et étendus, de l'ordre du nG, ont été considérés. Dans [143] les champs $\vec{B}$ ont été négligés, tandis que dans [144], les champs magnétiques d'amas ont été considérés mais seules des estimations analytiques des flux secondaires de $\gamma$ ont été effectuées. Un traitement semi-analytique de la production de photons par les rayons cosmiques à l'intérieur des amas de galaxies uniquement a été donné dans [145].

Nous considérons une source ponctuelle de protons d'ultra-haute énergie dont le flux est normalisé de façon à ce qu'il contribue à une fraction $\eta$ du flux total observé des UHECRs à $10^{19}$ eV, soit $\simeq 2.5 \times 10^{-19} (\eta/0.01)$ cm$^{-2}$ s$^{-1}$, en prenant la moyenne des mesures actuelles. Aux distances relativement proches considérées, ce flux n'est pas influencé par les pertes d'énergie, et correspond donc à la puissance suivante injectée au-dessus de 10 EeV par la source :

$$L_{19} \simeq 4.8 \times 10^{42} \left(\frac{d}{100\,\mathrm{Mpc}}\right)^2 \left(\frac{\eta}{0.01}\right) \text{ erg s}^{-1}$$

L'énergie maximale d'accélération des protons est fixée à $E_{\max} = 1$ ZeV. Nous avons vérifié que les flux de photons secondaires aux GeV - TeV ne dépendent que très peu de $E_{\max}$, pourvu qu'elle soit supérieure à quelques $10^{20}$ eV. L'energie minimale de propagation des protons est ici fixée à $10^{18}$ eV, et nous avons vérifié que le flux des secondaires par production de paires est en effet largement dominé par des primaires d'énergie $E \geq 1$ EeV.

### 6.3.1 Influences de la production de paire et du spectre d'injection des protons

On considère ici une source à 100 Mpc de l'observateur terrestre, en l'absence de champs magnétiques. La Fig. 6.4 permet de comparer les contributions respectives de la production de paires et de la production de pions au flux des secondaires $\gamma$.

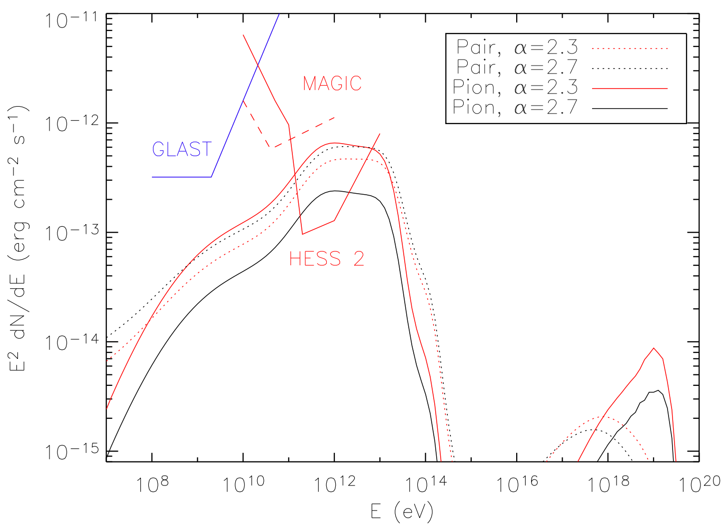



**FIG. 6.4 :** *Comparaison des flux de $\gamma$ générés par les interactions GZK et la photoproduction de paires pour une source à 100 Mpc, de spectre $\propto E^{-2.7}$ (noir) et $\propto E^{-2.3}$ (rouge). La puissance d'émission à 10 EeV est $L_{19} = 10^{43}$ erg s$^{-1}$, soit $\eta = 0.02$. Les sensibilités de GLAST, HESS 2 (proche de celle de HESS au TeV) et de MAGIC sont aussi représentées.*

Commençons par dégager les caractéristiques fondamentales de ces spectres de photons, qui sont bien connues, et qui sont visibles dans tous les cas (voir aussi la Fig. 6.6) :

- Il y a un creux spectral très prononcé entre le PeV et l'EeV, directement relié à la production de paires des photons sur le CMB et à l'effet Compton inverse (cf. Fig. 4.9).
- Le pic à haute énergie ($E \gtrsim 10^{18}$ eV) a une amplitude qui diminue très vite avec la distance de la source. Il s'agit en effet de photons qui sont injectés dans cette bande d'énergie mais qui interagissent sur des distances de l'ordre de 10 Mpc. On observe ainsi que ce pic est plus important dans la Fig. 6.6 que dans la Fig. 6.4, la source étant située à 20 Mpc au lieu de 100 Mpc.
- En l'absence de champs magnétiques, la cascade ne se développe guère à des énergies inférieures à $\sim 0.1$ GeV, les interactions devenant faibles à ces énergies.

Au GeV et au TeV, l'importance de la production de paires augmente avec la pente du spectre d'injection des protons car la production de paires est le processus de pertes d'énergie dominant pour des protons de « basse » énergie $10^{18} \lesssim E \lesssim 4 \times 10^{19}$ eV. Il apparaît que, pour un spectre d'injection avec une pente suffisamment élevée $\alpha \sim 2.6 - 2.7$, et pour une distance suffisamment grande entre la source et l'observateur (100 Mpc par exemple), la photoproduction de paires domine même la production de pions en tant que mécanisme de production de secondaires $\gamma$. Rappelons que $\alpha \sim 2.6$ est justifié dans le cadre d'une interprétation purement extragalactique de la cheville. De manière générale, **les photoproductions de pions et de paires génèrent des flux de secondaires du même ordre de grandeur**, et doivent donc être pris en compte simultanément, ce qui n'était pas fait auparavant.

Au-dessus de $\sim 10^{16}$ eV, les flux de photons sont plus importants pour un spectre d'injection plus dur ($\alpha$ plus petit). Le flux est par ailleurs dominé par la production de pions au-dessus de $10^{18}$ eV.

### 6.3.2 Source plongée dans un amas de galaxies magnétisé

Nous considérons le cas d'une source située dans un des amas magnétisés simulés dans [126], de taille comparable à celle de l'amas de Virgo. Dans la configuration choisie en Fig. 6.5, des champs magnétiques de $0.1 - 1\mu G$ existent sur une échelle de plusieurs Mpc autour de la source, et décroissent rapidement au-delà jusqu'à $\sim$ 10 pG.

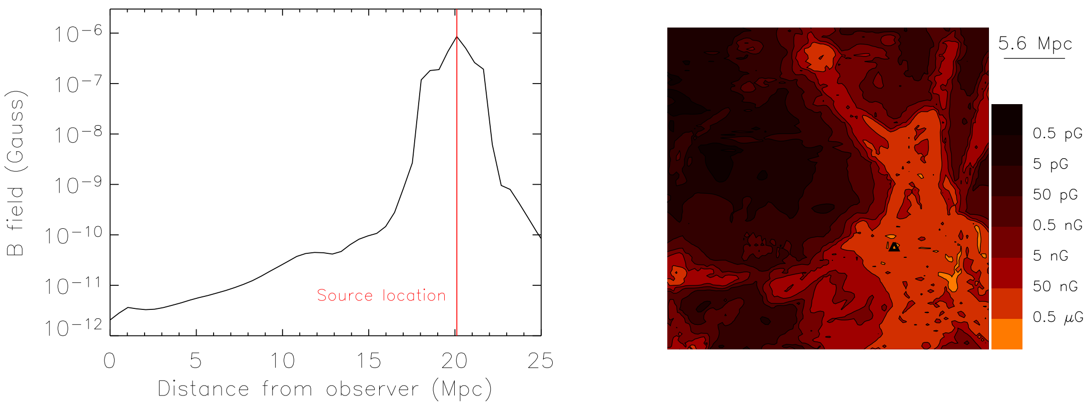



**FIG. 6.5 :** *Gauche : profil de l'amplitude du champ $\vec{B}$ le long de la ligne de visée entre l'observateur et la source pour une source magnétisée à 20 Mpc de l'observateur. Droite : Coupe de l'amplitude du champ magnétique extragalactique dans le plan de la source, perpendiculairement à la ligne de visée. La source est représentée par un triangle noir.*

La fig. 6.6 présente les flux de photons attendus en provenance d'une source située à 20 Mpc, de luminosité $L_{19}$ fixée, pour différentes modélisations de l'influence des champs magnétiques. La production de paires et de pions sont simultanément prises en compte. La ligne en pointillés est calculée en l'absence totale de champs $\vec{B}$. La ligne en tirets est le spectre calculé en prenant en compte seulement l'effet de $\vec{B}$ sur les cascades électromagnétiques : les protons sont propagés de manière rectiligne, et le rayonnement synchrotron dans les cascades est calculé en utilisant le profil de champ magnétique donné sur la Fig. 6.5 de gauche. La ligne continue, enfin, prend en compte complètement la structure tridimensionnelle du champ $\vec{B}$ et ses effets à la fois sur les déflections des protons et le rayonnement synchrotron des cascades électromagnétiques.

On observe que le flux de $\gamma$ en-dessous de $\sim$ 100 TeV peut être considérablement augmenté par les champs magnétiques entourant la source ; il est donc crucial de prendre en compte la nature tridimensionnelle du problème. Dans l'approximation unidimensionnelle, la longueur parcourue est fixée, et égale à la distance de la source. La conséquence est que, pour des distances modérées, la perte d'énergie par production de paires est négligeable et l'essentiel de l'énergie transmise aux photons secondaires l'est par photoproduction de pions, dont la distance de perte d'énergie au-delà de 60 EeV est comparable ou inférieure à la distance à la source. Seuls les photons de basse énergie, relativement sous-dominants, sont influencés dans ce cas par les champs magnétiques via l'émission synchrotron.

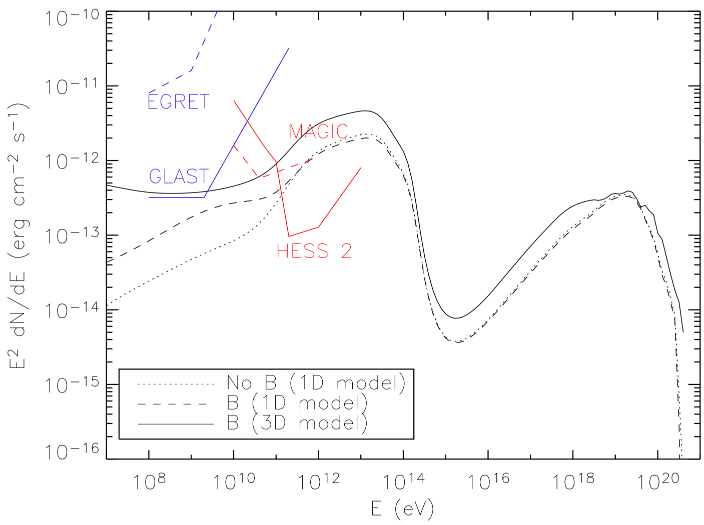



**FIG. 6.6 :** *Flux de $\gamma$ issus des photoproductions de pions et de paires par des UHECRs accélérés par une source à 20 Mpc de l'observateur, avec un spectre en $E^{-2.7}$. Le spectre est normalisé en supposant une luminosité $L_{19} \simeq 4 \times 10^{42}$ erg $s^{-1}$, ce qui correspond à $\eta \simeq 0.2$. Différents modèles de champs magnétiques et de propagation sont comparés (voir texte).*

En suivant les trajectoires tridimensionnelles des nucléons, leur distance parcourue peut augmenter énormément à cause des déflections voire du confinement, en particulier aux énergies inférieures à $\sim 10^{19}$ eV, où les pertes d'énergie sont faibles et dominées par la production de paires. Dans ce cas, pour des spectres à $\alpha$ suffisamment élevé, l'énergie transmise aux cascades électromagnétiques peut être dominée par la production de paires, et est significativement augmentée.

Les électrons produits par production de pions ont des énergies typiques de 5 EeV. D'après la section 4.2.3, en présence de champs magnétiques, ils rayonnent donc par synchrotron des photons d'énergie inférieure à $\sim 0.1$ TeV pour un champ $B \sim 0.1\mu G$. Les paires issues de $p\gamma_{CMB} \longrightarrow pe^+e^-$ ont typiquement une énergie très faible, mais on a vu en début de chapitre que, le spectre de ces paires étant $\sim E_e^{7/4}$, les quelques paires d'énergie élevée, allant jusqu'à $E_e \lesssim 10^{18}$ eV, contribuent majoritairement à l'énergie des cascades électromagnétiques résultantes. L'émission synchrotron associée à ces paires tombe dans le domaine du GeV.

On comprend ainsi les effets des champs magnétiques sur le domaine « basse énergie » des spectres présentés en Fig. 6.6. Le flux à $E \leq 1$ TeV est systématiquement augmenté par effet synchrotron. De plus, dans le cas où l'on prend en compte la propagation tridimensionnelle des nucléons, la production de paires est augmentée et donc le flux synchrotron à $E \lesssim 1$ GeV est encore plus élevé. Ainsi, ces simulations complètes avec `CRPropa` ont permis d'obtenir le résultat important suivant : **des champs magnétiques extragalactiques structurés autour d'une source d'UHECRs augmentent considérablement le flux de secondaires $\gamma$, à la fois à cause du rayonnement synchrotron dans les cascades électromagnétiques et des déflections des UHECRs.** Le flux au GeV - TeV peut être augmenté d'un ordre de grandeur.

#### Détectabilité par les télescopes $\gamma$

**L'effet décrit ci-dessus augmente les chances de détection d'une telle source par des expériences comme HESS, voire GLAST**, comme le montrent les sensibilités représentées sur la Fig. 6.6. La comparaison entre les flux prédits et les sensitivités de ces télescopes dépend bien sûr beaucoup du facteur $\eta$. Dans le cas d'une source dans un amas de galaxies magnétisé et avec $\alpha \sim 2.7$, le signal $\gamma$ au TeV devrait être visible par HESS à condition d'avoir $\eta \gtrsim 0.01$, alors que la détectabilité par MAGIC ou GLAST nécessite $\eta \gtrsim 0.2$. Pour des spectres d'injection plus durs, $\alpha \sim 2.3$, nous avons calculé que les conditions deviennent $\eta \gtrsim 0.05$ et $\eta \gtrsim 0.4$ respectivement. Ces chiffres, obtenus avec une source à $d = 20$ Mpc de notre galaxie, ne doivent dépendre que modérément de $d$.

♠ *Inversement, la mesure du spectre au TeV d'objets extragalactiques devrait permettre de contraindre fortement la luminosité en UHECRs de ces objets.*

**Extension spatiale de la source $\gamma$ prédite**

Les champs magnétiques peuvent générer un halo de rayons $\gamma$ au GeV - TeV dont la structure pourrait être observable dans le cas d'une source proche et puissante d'UHECRs. La Fig. 6.7 montre le flux cumulé en fonction de l'angle $\theta$ entre la ligne de visée et la source, située à 20 Mpc :

$$\mathcal{J}(\theta) \equiv \int_{\theta}^{\infty} d\Omega \, E^2 \frac{dN}{dEd\Omega}$$

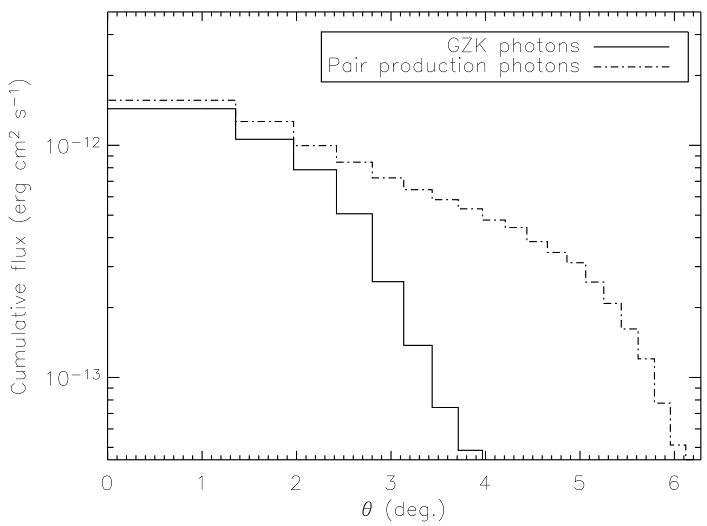



**FIG. 6.7 :** *Extension spatiale des contreparties $\gamma$ au-dessus du TeV d'une source magnétisée à 20 Mpc dans le cadre du modèle tridimensionnel de la Fig. 6.6. Les contributions relatives des photoproductions de paires et de pions sont séparées.*

On voit que le halo $\gamma$ a deux composantes, l'une due à la production de pions et d'extension 3°, et l'autre due à la production de paires, dominante, d'extension 6°. Les protons générant de la production de paires sont de plus basse énergie, donc diffusent plus loin de la source, ce qui explique que l'extension spatiale de cette contrepartie $\gamma$ soit plus importante.

Si une telle source était située à 100 Mpc (dans l'amas de Coma par exemple), elle aurait tout de même une extension spatiale de l'ordre du degré, ce qui reste résolvable par les imageurs Čerenkov atmosphériques, dont la résolution angulaire est de l'ordre du dizième de degré.

### Émission $\gamma$ par les rayons cosmiques à basse énergie de la source

La source d'UHECRs considérée doit aussi émettre des rayons cosmiques à plus basse énergie en grande quantité. Ceux-ci doivent alors produire une émission $\gamma$ par interaction proton-proton avec le milieu ambiant au voisinage de la source, ce qui est le mécanisme « traditionnel » d'émission $\gamma$ par les rayons cosmiques de notre galaxie par exemple. Le but ici est d'estimer cette émission $\gamma$ et de la comparer avec celle due aux UHECRs.

On note $J^{\ell}_{CR}(E) = \int_E^\infty dE\, dN/dE$ le flux intégral des rayons cosmiques de basse énergie, confinés dans l'amas de galaxies à l'intérieur duquel se trouve la source, de taille $R \sim 2$ Mpc. Ces rayons cosmiques interagissent avec le milieu intergalactique, de densité $n_b \sim 10^{-3}$ cm$^{-3}$, produisant des photons d'énergie $\simeq f_\gamma E \simeq 0.1E$ avec un taux :

$$\mathcal{R} \simeq J^{\ell}_{CR}(E)\sigma_{pp} n_b R^3$$

La section efficace d'interaction proton-proton peut être approximée comme indépendante de l'énergie, $\sigma_{pp} \simeq 3 \times 10^{-26}$ cm$^2$. On note maintenant $t_{\rm conf}(E)$ le temps de confinement de ces protons dans l'amas. Le flux intégral des rayons cosmiques dans l'amas peut alors être exprimé en fonction du taux d'injection total $I^{\rm inj}_{CR}(E)$ à la source :

$$J^{\ell}_{CR}(E) \simeq I^{\rm inj}_{CR}(E) t_{\rm conf}(E)/R^3$$

Ce taux d'injection peut par ailleurs être relié au flux observé sur Terre à une distance $d$ de l'amas, $J^{\rm obs}_{CR}(E)$, en supposant que l'on est en régime permanent :

$$J^{\rm obs}_{CR}(E) \simeq M(E)\, I^{\rm inj}_{CR}(E)/(4\pi d^2)$$

Le facteur de modification $M(E) \lesssim 1$ tient en compte les pertes dues aux interactions au cours de la propagation. Au final, en utilisant ces relations on peut calculer le flux de photons observé sur Terre, générés par les interactions des rayons cosmiques avec le milieu intergalactique, et le relier au flux mesuré sur Terre à une énergie quelconque $E_{CR}$ :

$$J^{pp}_\gamma(E_\gamma) \simeq \sigma_{pp} n_b t_{\rm conf}(E_\gamma/f_\gamma) \frac{I^{\rm inj}_{CR}(E_\gamma/f_\gamma)}{I^{\rm inj}_{CR}(E_{CR})} \frac{J^{\rm obs}_{CR}(E_{CR})}{M(E_{CR})}$$

On peut contraindre $t_{\rm conf}(E_\gamma/f_\gamma) \lesssim 10^{10}$ années, l'ordre de grandeur de l'âge de l'Univers. La profondeur optique pour les interactions $pp$ dans l'amas peut donc être bornée : $\sigma_{pp}\, n_b\, t_{\rm conf} \lesssim 0.3$. On se place maintenant à l'énergie $E_{CR} \simeq 10^{19}$ eV, pour laquelle $M \simeq 1$. En utilisant alors la définition du rapport $\eta$, on obtient l'estimation suivante :

$$\boxed{J^{pp}_\gamma(E_\gamma) \simeq 7.5 \times 10^{-20} \left(\frac{\eta}{0.01}\right) \frac{I^{\rm inj}_{CR}(E_\gamma/f_\gamma)}{I^{\rm inj}_{CR}(10^{19}\,\text{eV})}\ \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}}$$

On peut en déduire les conséquences suivantes :

– Pour des amas comme Coma ou Virgo, EGRET a obtenu des limites sur le flux de $\gamma$ à $E_\gamma = 100$ MeV valant typiquement $\sim 4 \times 10^{-8}$ cm$^{-2}$ s$^{-1}$ [146]. On en déduit ainsi la condition :

$$\frac{I^{\rm inj}_{CR}(1\,\text{GeV})}{I^{\rm inj}_{CR}(10^{19}\,\text{eV})} \lesssim 5.3 \times 10^{11} \left(\frac{0.01}{\eta}\right)$$

Il faut donc que le spectre des rayons cosmiques soit suffisamment dur pour que l'existence d'une source d'UHECRs constribuant significativement au flux à 10 EeV ne soit pas en contradiction avec les limites d'EGRET. En considérant un spectre en simple loi de puissance $I^{\rm inj}_{CR}(E) \propto E^{1-\beta}$, cette contrainte donne

$\beta \lesssim 2.17$ pour $\eta = 0.01$. Notons néanmoins que cela n'est pas incompatible avec l'hypothèse d'un indice spectral $\alpha \simeq 2.6$ aux plus hautes énergies : il suffit d'avoir un indice spectral $\beta \sim 2$ à basse énergie, puis un changement de l'indice spectral de la source à $E \geq 5 \times 10^{17}$ eV par exemple, ce qui est plausible si le mécanisme d'accélération change de nature aux plus hautes énergies.

– Le flux au TeV maximal prédit par le modèle des secondaires d'UHECRs peut être écrit, d'après la Fig. 6.6 (en utilisant le fait que ce flux est directement proportionnel à $\eta$) :

$$J_\gamma^{ph}(E_\gamma \sim 1\,\mathrm{TeV}) \sim 2 \times 10^{-13} \left(\frac{\eta}{0.02}\right)\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$$

On peut donc comparer les deux flux : $J_\gamma^{ph}$ et $J_\gamma^{pp}$. On voit en particulier que pour que $J_\gamma^{ph}$ domine, il faut que le rapport $I_{CR}^{\mathrm{inj}}(E_\gamma/f_\gamma)/I_{CR}^{\mathrm{inj}}(10^{19}\,\mathrm{eV})$ soit suffisamment faible, c'est-à-dire que le spectre d'injection soit suffisamment dur. Avec l'hypothèse $I_{CR}^{\mathrm{inj}}(E) \propto E^{1-\beta}$, la relation $J_\gamma^{ph} \geq J_\gamma^{pp}$ impose $\beta \lesssim 2.0$, indépendemment de $\eta$. Il est remarquable que cette condition soit, au final, équivalente aux contraintes imposées par les limites d'EGRET.

On voit ainsi qu'à la fois les contraintes d'EGRET et la condition $J_\gamma^{ph} \geq J_\gamma^{pp}$ imposent que, pour que les flux prédits dans ce modèle soient détectables, le spectre des rayons cosmiques de la source doit être dur à basse énergie ($\beta \sim 2$), et devenir ensuite plus raide à haute énergie ($\alpha \sim 2.6$).

♠ *En plus des phénomènes discutés ci-dessus, des électrons au TeV accélérés aux chocs des amas de galaxies peuvent aussi produire une émission diffuse de $\gamma$ dans les amas, par émission Compton inverse, à un niveau comparable. Il s'agit alors de processus leptoniques, alors que l'ensemble des processus étudiés précédemment sont hadroniques.*

Rappelons enfin que toute cette discussion devrait à l'avenir être étendue au cas de sources de noyaux plus lourds que les protons.

# Bilan de la partie théorique

Contrairement au cas des photons de basse énergie et des neutrinos, la propagation des UHECRs dans le milieu intergalactique est un phénomène non-trivial. Ainsi, pour pouvoir interpréter les observations, la modélisation des sources de ces particules ne suffit pas, il faut prendre en compte aussi leurs interactions et leurs déflections. Ce sont des sources de complications et d'incertitudes supplémentaires pour la compréhension de la physique des UHECRs bien sûr. En contrepartie, on peut envisager d'exploiter ces phénomènes de propagation pour contraindre par exemple :

- La structure des champs magnétiques astrophysiques aux grandes échelles.
- Les propriétés des fonds diffus infrarouge et radio à grand redshift.
- La validité de l'invariance de Lorentz à des facteurs de *boost* de l'ordre de $10^{10}$ ...

Il est donc utile de modéliser la propagation des UHECRs de la façon la plus précise possible. C'est la raison d'être du programme de simulations numériques `CRPropa` développé dans le cadre de cette thèse. En utilisant divers modèles de propagation nous avons obtenu les principaux résultats suivants :

- Le régime de propagation des UHECRs n'est probablement ni purement balistique, ni purement diffusif. En particulier, le caractère extrêmement structuré des champs magnétiques aux grandes échelles (tels qu'on les imagine...) peut générer des comportement de diffusion anormale ; la propagation des UHECRs pourrait ainsi être un domaine d'application inattendu des théories de superdiffusion et de sous-diffusion.
- En présence de champs magnétiques non-négligeables, la présence d'une fraction substantielle de noyaux lourds dans les UHECRs rend bien plus complexes les phénomènes de propagation, et l'interprétation du spectre et des anisotropies des UHECRs. Cela est dû à l'influence mutuelle des phénomènes de déflections et de réactions de spallation des UHECRs sur les fonds du CMB et infrarouge.
  1. En particulier, on a montré qu'à sources identiques, le spectre observable des UHECRs est modifié par la présence de champs magnétiques associés aux grandes structures.
  2. On a aussi montré que, même si les sources d'UHECRs n'accélèrent que du fer, une fraction importante de protons secondaires est attendue à des énergies de l'ordre de 10 EeV. Cette fraction dépend de manière non-triviale des champs magnétiques. Si celle-ci est suffisamment importante, c'est-à-dire si les champs magnétiques sont assez élevés, on peut ainsi interpréter la cheville comme due à l'interaction des protons sur le CMB, malgré le fait que les sources injectent des noyaux lourds !
  3. Les déflections sont bien sûr fortement augmentées si une composante « lourde » d'UHECRs prédomine. Dans ce cas, il n'est plus du tout garanti que l'on puisse observer des sources directement, même aux plus hautes énergies.
- Les interactions des UHECRs génèrent obligatoirement des flux de photons et de neutrinos secondaires. Nous avons en particulier démontré qu'une éventuelle source proche de protons d'ultra-haute énergie doit avoir une contrepartie $\gamma$ observable par des télescopes tels que HESS. Cela ouvre des perspectives d'astronomie « multimessagers » particulièrement intéressantes : d'une part les sources extragalactiques observées au TeV constituent des candidats naturels de sources d'UHECRs, et d'autre part il sera à l'avenir légitime d'observer au TeV dans la direction d'éventuels *clusters* d'ultra-haute énergie.

# Conclusion

Ce document a présenté des analyses de la distribution sur le ciel des UHECRs avec Auger, puis des développements théoriques sur la propagation de ces particules. À l'heure actuelle, nous ne pouvons pas encore formuler une conclusion claire et définitive. D'un côté, l'absence d'anisotropies flagrantes dans la distribution sur le ciel des rayons cosmiques d'énergie supérieure à $10^{19}$ eV nous empêche à l'heure actuelle de privilégier tel ou tel modèle de sources d'UHECRs. Avec deux ans de données d'un Observatoire Auger encore en construction, nous ne pouvons mettre en évidence d'éventuelles corrélations avec des objets particuliers, ni un quelconque *clustering*. Tout au plus pouvons-nous confirmer l'idée que l'origine des UHECRs est extragalactique. Il reste essentiellement, de ce côté-là, à être patient en espérant qu'une source « proche » d'UHECRs finira par apparaître, une fois que la statistique deviendra suffisante dans le domaine d'énergie trans-GZK.

Nous avons vu par ailleurs que rien ne garantit, du point de vue théorique, l'observabilité des sources des UHECRs avec des expériences de la génération d'Auger. Les sources peuvent n'émettre des UHECRs que pendant des durées brêves, ce qui fait que la densité effective de ces sources dans l'Univers peut être très élevée. Les champs magnétiques galactiques et extragalactiques peuvent être suffisants pour réaliser des déflections importantes, même aux plus hautes énergies, surtout si les UHECRs sont constitués de noyaux relativement lourds, comme la logique le voudrait.

Voici pour terminer deux perspectives qui pourraient être intéressantes pour le futur.

- Il est déjà garanti que les champs magnétiques de l'Univers sont concentrés dans les grandes structures, puisque des champs de l'ordre du $\mu$G sont mesurés dans les amas alors qu'aux grandes échelles on a des limites de l'ordre du nG. Il est alors probable que les rayons cosmiques dans le domaine d'énergie $E \sim 10^{19-20}$ eV, et en particulier les noyaux, soient partiellement confinés dans ces amas, ce qui augmenterait localement leur densité. Par ailleurs, les sources des UHECRs, quelles qu'elles soient, n'ont probablement pas les mêmes propriétés à grand *redshift* que de nos jours. Il faut donc très certainement abandonner l'idée d'une densité « constante » d'UHECRs :

  1. Les *surdensités locales d'UHECRs* pourraient fort bien être visibles, sous la forme de sources plus ou moins étendues, corrélées effectivement avec les grandes structures proches. La mesure du flux de $\gamma$ au GeV et au TeV en provenance des amas proches pourrait contraindre aussi fortement la densité des rayons cosmiques dans ces structures.
  2. *L'évolution à grand* redshift *de la densité globale des UHECRs* pourrait être contrainte par la mesure du flux de neutrinos cosmogéniques, comme nous l'avons montré au dernier chapitre.

  Ce sont de telles « mesures » des variations aux petites et aux grandes échelles de la densité des UHECRs qui nous permettront, in fine, d'avoir une vue d'ensemble des phénomènes de création et de diffusion de ces particules d'énergie extrême dans l'Univers.

- Du point de vue expérimental, le domaine des énergies sub-EeV est potentiellement très prometteur. Il s'agit d'un domaine d'énergie situé entre les énergies accessibles par l'expérience Kascade-GRANDE et les énergies d'Auger. Le flux des rayons cosmiques y est suffisamment abondant pour pouvoir accumuler une statistique élevée, qui pourrait permettre la mise en évidence d'anisotropies à grande échelle (comme l'analyse présentée dans cette thèse le suggère) et de changements dans la nature des rayons cosmiques dans un domaine d'énergie où est attendue une transition galactique-extragalactique. À cet égard, la réalisation d'un « sous-réseau » (*infilled*) dans Auger pourrait s'avérer justifiée, même si bien sûr ce n'est pas le but essentiel de cette expérience.

En explorant ce domaine d'énergie, a priori plus accessible que les énergies les plus élevées, on s'offrirait la possibilité de comprendre les propriétés des sources et de la propagation des rayons cosmiques galactiques, à une rigidité pour laquelle le régime de propagation n'est plus complètement diffusif. Cela serait un « laboratoire » permettant d'appréhender, à échelle réduite, les sources et la propagation des UHECRs à l'échelle des amas de galaxies.

# Bibliographie (voir `http://apcauger.in2p3.fr/Public/Biblio/`)


[1] J. W. Cronin. Cosmic rays : The most energetic particles in the universe. *Rev. Mod. Phys.*, 71 :S165–S172, 1999.

[2] James W. Cronin. The highest-energy cosmic rays. 2004. `astro-ph/0402487` .

[3] K. Shinozaki et al. Upper limit on gamma-ray flux above $10^{19}$ eV estimated by the Akeno Giant Air Shower Array experiment. *Astrophys. J.*, 571 :L117–L120, 2002.

[4] M. Takeda et al. Small-scale anisotropy of cosmic rays above $10^{19}$ eV observed with the Akeno Giant Air Shower Array. *Astrophys. J.*, 522 :225–237, 1999. `astro-ph/9902239`.

[5] The Pierre Auger Project Design Report. `www.auger.org/admin/DesignReport`.

[6] J. Abraham et al. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, A523 :50–95, 2004.

[7] A. A. Watson. The highest energy cosmic rays and the Auger project. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 60B :171–180, 1998.

[8] Jose A. Bellido. Performance of the Fluorescence Detectors of the Pierre Auger Observatory. 2005. `astro-ph/0508389`.

[9] P. Bauleo et al. Absolute Calibration of the Auger Fluorescence Detectors. 2005. `astro-ph/0507347`.

[10] F. Arqueros et al. The Central Laser Facility at the Pierre Auger Observatory. 2005. `astro-ph/0507334`.

[11] J. A. Bellido et al. Fluorescence and Hybrid Detection Aperture of the Pierre Auger Observatory. 2005. `astro-ph/0507103`.

[12] Xavier Bertou. L'Observatoire Pierre Auger, vers la détection de photons et neutrinos à ultra-haute énergie ? *Thèse de doctorat de Paris 7* (2001).

[13] Pierre Da Silva. À la recherche des énergies extrêmes : détection des rayons cosmiques avec l'Observatoire Pierre Auger. *Thèse de doctorat de Paris 6* (2004).

[14] Gilles Maurin. Étude de la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie à partir des premières données de l'Observatoire Pierre Auger. *Thèse de doctorat de Paris 7* (2005).

[15] M. T. Dova, Analisa G. Mariazzi, and A. A. Watson. The mass of cosmic rays above $10^{17}$ eV. 2005. `astro-ph/0512408`.

[16] P. Achard et al. Measurement of the shadowing of high-energy cosmic rays by the moon : A search for TeV-energy antiprotons. *Astropart. Phys.*, 23 :411–434, 2005.

[17] T. Antoni et al. Measurements of attenuation and absorption lengths with the KASCADE experiment. *Astropart. Phys.*, 19 :703–714, 2003.

[18] N. Hayashida et al. The anisotropy of cosmic ray arrival directions around $10^{18}$ eV. *Astropart. Phys.*, 10 :303–311, 1999.

[19] K. M. Gorski et al. HEALPix – a Framework for High Resolution Discretization, and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. *Astrophys. J.*, 622 :759–771, 2005.

[20] P. Sommers. Cosmic Ray Anisotropy Analysis with a Full-Sky Observatory. *Astropart. Phys.*, 14 :271–286, 2001.

[21] D. Allard et al. Aperture calculation of the Pierre Auger Observatory surface detector. 2005. `astro-ph/0511104`.

[22] R. U. Abbasi et al. Search for global dipole enhancements in the HiRes-I monocular data above $10^{18.5}$ eV. *Astropart. Phys.*, 21 :111, 2004.

[23] J. Aublin and Etienne Parizot. Generalised 3D-reconstruction method of a dipole anisotropy in cosmic-ray distributions. 2005.

[24] Silvia Mollerach and Esteban Roulet. A new method to search for a cosmic ray dipole anisotropy. *JCAP*, 0508 :004, 2005.

[25] Luis A. Anchordoqui et al. Full-sky search for ultrahigh-energy cosmic ray anisotropies. *Phys. Rev.*, D68 :083004, 2003.

[26] Olivier Deligny et al. Sensibility of the Pierre Auger Observatory to large scale anisotropies. *JCAP*, 0410 :008, 2004.

[27] P. J. E. Peebles. Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. 1. Theory. *Astrophys. J.*, 185 :413, 1973.

[28] T. Antoni et al. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays : Results and open problems. *Astropart. Phys.*, 24 :1–25, 2005.

[29] P. Billoir and Antoine Letessier-Selvon. A procedure to produce excess, probability and significance maps and to compute point-sources flux upper limits. 2005. `astro-ph/0507538`.

[30] Benoit Revenu. Search for localized excess fluxes in Auger sky maps and prescription results. 2005. `astro-ph/0507600`.

[31] R. U. Abbasi et al. Search for point sources of ultra-high energy cosmic rays above 40-EeV using a maximum likelihood ratio test. *Astrophys. J.*, 623 :164–170, 2005.

[32] N. Hayashida et al. Possible clustering of the most energetic cosmic rays within a limited space angle observed by the Akeno Giant Air Shower Array. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :1000–1003, 1996.

[33] Chad B. Finley and Stefan Westerhoff. On the evidence for clustering in the arrival directions of AGASA's ultrahigh energy cosmic rays. *Astropart. Phys.*, 21 :359–367, 2004.

[34] R. U. Abbasi et al. A Search for Arrival Direction Clustering in the HiRes-I monocular data above $10^{19.5}$ eV. *Astropart. Phys.*, 22 :139–149, 2004.

[35] R. U. Abbasi et al. Study of small-scale anisotropy of ultrahigh energy cosmic rays observed in stereo by HiRes. *Astrophys. J.*, 610 :L73, 2004.

[36] Glennys R. Farrar. A Cluster of Ultrahigh Energy Cosmic Rays. 2005. `astro-ph/0501388`.

[37] D. S. Gorbunov and S. V. Troitsky. A comparative study of correlations between arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays and positions of their potential astrophysical sources. *Astropart. Phys.*, 23 :175–189, 2005.

[38] Glennys R. Farrar and Peter L. Biermann. Correlation between compact radio quasars and ultra-high energy cosmic rays. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :3579–3582, 1998.

[39] Shwetabh Singh, Chung-Pei Ma, and Jonathan Arons. Gamma-ray bursts and magnetars as possible sources of ultra high energy cosmic rays : Correlation of cosmic ray event positions with IRAS galaxies. *Phys. Rev.*, D69 :063003, 2004.

[40] P. G. Tinyakov and I. I. Tkachev. BL Lacertae are probable sources of the observed ultra-high energy cosmic rays. *JETP Lett.*, 74 :445–448, 2001.

[41] N. W. Evans, F. Ferrer, and Subir Sarkar. The clustering of ultra-high energy cosmic rays and their sources. *Phys. Rev.*, D67 :103005, 2003.

[42] P. Tinyakov and I. Tkachev. Cuts and penalties : comment on 'The clustering of ultra- high energy cosmic rays and their sources'. 2003. `astro-ph/0301336`.

[43] D. S. Gorbunov, P. G. Tinyakov, I. I. Tkachev, and S. V. Troitsky. Testing the correlations between ultra-high-energy cosmic rays and BL Lac type objects with HiRes stereoscopic data. *JETP Lett.*, 80 :145–148, 2004.

[44] R. U. Abbasi et al. Search for Cross-Correlations of Ultra–High-Energy Cosmic Rays with BL Lacertae Objects. 2005. `astro-ph/0507120`.

[45] D. J. Bird et al. Study of broad scale anisotropy of cosmic ray arrival directions from $2 \times 10^{17}$ eV to $10^{20}$ eV from Fly's Eye data. 1998. `astro-ph/9806096`.

[46] N. Hayashida et al. The anisotropy of cosmic ray arrival direction around $10^{18}$ eV. 1999. `astro-ph/9906056`.

[47] J. A. Bellido, R. W. Clay, B. R. Dawson, and M. Johnston-Hollitt. Southern hemisphere observations of a 10**18-eV cosmic ray source near the direction of the galactic centre. *Astropart. Phys.*, 15 :167–175, 2001.

[48] Roland M. Crocker, Marco Fatuzzo, Randy Jokipii, Fulvio Melia, and Raymond R. Volkas. The AGASA / SUGAR anisotropies and TeV gamma rays from the galactic center : A possible signature of extremely high- energy neutrons. *Astrophys. J.*, 622 :892–909, 2005.

[49] Dario Grasso and Luca Maccione. Sgr A East as a possible high energy neutron factory in the galactic centre. *Astropart. Phys.*, 24 :273–288, 2005.

[50] Antoine Letessier-Selvon. Anisotropy studies around the galactic center at EeV energies with Auger data. 2005. `astro-ph/0507331`.

[51] Roger W. Clay. The anisotropy search program for the Pierre Auger Observatory. 2003. `astro-ph/0308494`.

[52] S.E. Alm. On the distributions of scan statistics of a two-dimensional poisson process. *Adv. Appl. Prob.*, 29 :1–18, 1997.

[53] Ray J. Protheroe and R. W. Clay. Ultra high energy cosmic rays. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 21 :1–22, 2004.

[54] Yves A. Gallant. Particle Acceleration at Relativistic Shocks. 2002. `astro-ph/0201243`.

[55] Martin Lemoine and Benoit Revenu. Relativistic Fermi acceleration with shock compressed turbulence. 2005. `astro-ph/0510522`.

[56] M. Lemoine and G. Pelletier. Particle transport in tangled magnetic fields and Fermi acceleration at relativistic shocks. *Astrophys. J.*, 589 :L73–L76, 2003.

[57] Ray J. Protheroe. Effect of energy losses and interactions during diffusive shock acceleration : Applications to SNR, AGN and UHE cosmic rays. *Astropart. Phys.*, 21 :415–431, 2004.

[58] Diego F. Torres and Luis A. Anchordoqui. Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays. *Rept. Prog. Phys.*, 67 :1663–1730, 2004.

[59] F. Aharonian. High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant. *Nature.*, 432 :75–77, 2004.

[60] Pasquale Blasi, Richard I. Epstein, and Angela V. Olinto. Ultra-high energy cosmic rays from young neutron star winds. *Astrophys. J.*, 533 :L123, 2000.

[61] C. Megan Urry. AGN Unification : An Update. 2003. `astro-ph/0312545`.

[62] Bing Zhang and Peter Meszaros. Gamma-Ray Bursts : Progress, Problems & Prospects. *Int. J. Mod. Phys.*, A19 :2385–2472, 2004.

[63] Denis Gialis and G. Pelletier. Which acceleration process for UHE cosmic rays in gamma ray bursts ? 2004. astro-ph/0402586.

[64] Dermer, Charles D. and Holmes, Jeremy M. Cosmic rays from gamma ray bursts in the galaxy. *Astrophys. J.*, 628 :L21–L24, 2005.

[65] Peter L. Biermann, Gustavo A. Medina-Tanco, Ralph Engel, and Giovanna Pugliese. The last gamma ray burst in our galaxy ? On the observed cosmic ray excess at particle energy $10^{18}$ eV. *Astrophys. J.*, 604 :L29–L32, 2004.

[66] Michael Kachelriess. Status of particle physics solutions to the UHECR puzzle. *Comptes Rendus Physique*, 5 :441–452, 2004.

[67] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter : Evidence, candidates and constraints. *Phys. Rept.*, 405 :279–390, 2005.

[68] Roberto Aloisio, V. Berezinsky, and M. Kachelriess. Ultra high energy cosmic rays spectra in top-down models. 2004. astro-ph/0409222.

[69] Rahul Basu and Pijushpani Bhattacharjee. On the injection spectrum of ultrahigh energy cosmic rays in the top-down scenario. *Phys. Rev.*, D70 :023510, 2004.

[70] Markus Risse. Upper limit on the primary photon fraction from the pierre auger observatory. 2005. ICRC 2005, astro-ph/0409222.

[71] Dmitry V. Semikoz and Gunter Sigl. Ultra-high energy neutrino fluxes : New constraints and implications. *JCAP*, 0404 :003, 2004.

[72] Gustavo A. Medina-Tanco and A. A. Watson. Dark matter halos and the anisotropy of ultra-high energy cosmic rays. *Astropart. Phys.*, 12 :25–34, 1999.

[73] Hang Bae Kim and Peter Tinyakov. Constraining superheavy dark matter model of UHECR with SUGAR data. *Astropart. Phys.*, 21 :535–542, 2004.

[74] Joel R. Primack, James S. Bullock, Rachel S. Somerville, and Donn MacMinn. Probing galaxy formation with TeV gamma ray absorption. *Astropart. Phys.*, 11 :93–102, 1999.

[75] F. Aharonian. Resolving the Extragalactic Background Light with gamma-ray spectra from distant blazars. 2005. Soumis à *Nature*.

[76] R. J. Protheroe and P. L. Biermann. A new estimate of the extragalactic radio background and implications for ultra-high-energy gamma ray propagation. *Astropart. Phys.*, 6 :45–54, 1996.

[77] Michael G. Hauser and Eli Dwek. The Cosmic Infrared Background : Measurements and Implications. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 39 :249–307, 2001.

[78] G. R. Blumenthal. Energy loss of high-energy cosmic rays in pair-producing collisions with ambient photons. *Phys. Rev.*, D1 :1596–1602, 1970.

[79] E. V. Bugaev and P. A. Klimai. Interactions of high energy cosmic rays with extragalactic infrared radiation background. 2005. astro-ph/0509395.

[80] A. Mucke, Ralph Engel, J. P. Rachen, R. J. Protheroe, and Todor Stanev. Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics. *Comput. Phys. Commun.*, 124 :290–314, 2000.

[81] Sangjin Lee. On the propagation of extragalactic high-energy cosmic and gamma-rays. *Phys. Rev.*, D58 :043004, 1998.

[82] T. Stanev. Propagation of ultra high energy cosmic rays. *Comptes Rendus Phys.*, 5 :453–461, 2004.

[83] J. L. Puget, F. W. Stecker, and J. H. Bredekamp. Photonuclear Interactions of Ultrahigh-energy Cosmic Rays and their Astrophysical Consequences. *Astrophys. J.*, 205 :638–654, 1976.

[84] Bertone, Gianfranco and Isola, Claudia and Lemoine, Martin and Sigl, Guenter. Ultra-high energy heavy nuclei propagation in extragalactic magnetic fields. *Phys. Rev.*, D66 :103003, 2002.

[85] Etienne Khan et al. Photodisintegration of ultra-high-energy cosmic rays revisited. *Astropart. Phys.*, 23 :191–201, 2005.

[86] F. W. Stecker and M. H. Salamon. Photodisintegration of ultrahigh energy cosmic rays : A new determination. *Astrophys. J.*, 512 :521–526, 1999.

[87] Todor Stanev. High energy astrophysical processes. 2005. astro-ph/0504401.

[88] H. Vucetich. Testing Lorentz Invariance Violation in Quantum Gravity Theories. 2005. gr-qc/0502093.

[89] Giovanni Amelino-Camelia. Planck-scale Lorentz-symmetry test theories. *New J. Phys.*, 6 :188, 2004.

[90] John Ellis, Nick E. Mavromatos, Dimitri V. Nanopoulos, Alexander S. Sakharov, and Edward K. G. Sarkisyan. Robust Limits on Lorentz Violation from Gamma-Ray Bursts. 2005. astro-ph/0510172.

[91] Ted Jacobson, Stefano Liberati, and David Mattingly. Lorentz violation at high energy : concepts, phenomena and astrophysical constraints. 2005. astro-ph/0505267.

[92] Lawrence M. Widrow. Origin of Galactic and Extragalactic Magnetic Fields. *Rev. Mod. Phys.*, 74 :775–823, 2003.

[93] R. Beck and B. M. Gaensler. Observations of magnetic fields in the Milky Way and in nearby galaxies with a Square Kilometre Array. *New Astron. Rev.*, 48 :1289–1304, 2004.

[94] Torsten A. Ensslin, Corina Vogt, Andre Waelkens, and Alexander A. Scheckochihin. Future magnetic fields studies using the Planck surveyor experiment. 2005. astro-ph/0511488.

[95] P. G. Tinyakov and I. I. Tkachev. Deflections of cosmic rays in a random component of the Galactic magnetic field. *Astropart. Phys.*, 24 :32–43, 2004.

[96] M. Kachelriess, Pasquale Dario Serpico, and M. Teshima. The galactic magnetic field as spectrograph for ultra-high energy cosmic rays. 2005. astro-ph/0510444.

[97] Federica Govoni and Luigina Feretti. Magnetic Field in Clusters of Galaxies. *Int. J. Mod. Phys.*, D13 :1549–1594, 2004.

[98] Corina Vogt and Torsten A. Ensslin. A Bayesian view on Faraday rotation maps - Seeing the magnetic power spectra in galaxy clusters. *Astron. Astrophys*, 434(1) :67–76, 2005.

[99] Tracy E. Clarke. Faraday Rotation Observations of Magnetic Fields in galaxy Clusters. 2004. astro-ph/0412268.

[100] Torsten Ensslin. Extragalactic cosmic rays and magnetic fields : Facts and fiction. 2005. astro-ph/0501337.

[101] Bryan M. Gaensler, R. Beck, and L. Feretti. The Origin and Evolution of Cosmic Magnetism. *New Astron. Rev.*, 48 :1003–1012, 2004.

[102] Yongzhong Xu, Philipp P. Kronberg, Salman Habib, and Quentin W. Dufton. A Faraday Rotation Search for Magnetic Fields in Large Scale Structure. 2005. astro-ph/0509826.

[103] Massimo Giovannini. The magnetized universe. *Int. J. Mod. Phys.*, D13 :391–502, 2004.

[104] Alexander D. Dolgov. Cosmological Magnetic Fields and CMBR Polarization. 2005. astro-ph/0503447.

[105] R. Schlickeiser and P. K. Shukla. Cosmological Magnetic Field Generation by the Weibel Instability. *Astrophys. J.*, 599 :L57–L60, 2003.

[106] Yutaka Fujita and Tsunehiko N. Kato. A Possible Origin of Magnetic Fields in Galaxies and Clusters : Strong Magnetic fields at z 10 ? 2005. astro-ph/0508589.

[107] Mikhail V. Medvedev, Luis O. Silva, and Marc Kamionkowski. Cluster magnetic fields from large-scale-structure and galaxy-cluster shocks. 2005. `astro-ph/0512079`.

[108] Dongsu Ryu, Hyesung Kang, and Peter L. Biermann. Cosmic Magnetic Fields in Large Scale Filaments and Sheets. *Astron. Astrophys.*, 335 :19–25, 1998.

[109] Marcus Bruggen, M. Ruszkowski, A. Simionescu, M. Hoeft, and C. Dalla Vecchia. Simulations of magnetic fields in filaments. 2005. `astro-ph/0508231`.

[110] Guenter Sigl, Francesco Miniati, and Torsten A. Ensslin. Ultra-high energy cosmic rays in a structured and magnetized universe. *Phys. Rev.*, D68 :043002, 2003.

[111] Klaus Dolag, Dario Grasso, Volker Springel, and Igor Tkachev. Mapping deflections of Ultra-High Energy Cosmic Rays in Constrained Simulations of Extragalactic Magnetic Fields. *JETP Lett.*, 79 :583–587, 2004.

[112] Klaus Dolag, Dario Grasso, Volker Springel, and Igor Tkachev. Constrained simulations of the magnetic field in the local universe and the propagation of UHECRs. *JCAP*, 0501 :009, 2005.

[113] E. S. Weibel. Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution. *Phys. Rev. Lett.*, 2 :83–84, 1959.

[114] A. W. Strong and I. V. Moskalenko. Models for Galactic cosmic-ray propagation. *Adv. Space Res.*, 27 :717–726, 2001.

[115] E. Armengaud, G. Sigl, T. Beau, and F. Miniati. CRPropa : A Numerical Tool for the Propagation of UHE Cosmic Rays, Gamma-rays and Neutrinos. 2006. `astro-ph/0603675`.

[116] Gustavo A. Medina-Tanco, Elisabete M. de Gouveia Dal Pino, and Jorge E. Horvath. Deflection of ultra high energy cosmic rays by the galactic magnetic field : From the sources to the detector. 1997. `astro-ph/9707041`.

[117] H. Yoshiguchi, S. Nagataki, and K. Sato. A new method for calculating arrival distribution of ultra- high energy cosmic rays above 10**19-eV with modifications by the galactic magnetic field. *Astrophys. J.*, 596 :1044–1052, 2003.

[118] Hajime Takami, Hiroyuki Yoshiguchi, and Katsuhiko Sato. Propagation of ultra-high energy cosmic rays above 10**19- eV in a structured extragalactic magnetic field and galactic magnetic field. 2005. `astro-ph/0506203`.

[119] Pijushpani Bhattacharjee and Gunter Sigl. Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays. *Phys. Rept.*, 327 :109–247, 2000.

[120] Fabien Casse, Martin Lemoine, and Guy Pelletier. Transport of cosmic rays in chaotic magnetic fields. *Phys. Rev.*, D65 :023002, 2002.

[121] Olivier Deligny, Antoine Letessier-Selvon, and Etienne Parizot. Magnetic horizons of UHECR sources and the GZK feature. *Astropart. Phys.*, 21 :609–615, 2004.

[122] Etienne Parizot. GZK horizon and magnetic fields. 2004.

[123] R. Aloisio and Veniamin Berezinsky. Diffusive propagation of UHECR and the propagation theorem. *Astrophys. J.*, 612 :900–913, 2004.

[124] J-P. Bouchaud and A. Georges. Anomalous diffusion in disordered media : Statistical mechanisms, models and physical applications. *Phys. Rept.*, 195 :127–293.

[125] Bardou, F. and Bouchaud, J. P. and Emile, O. and Aspect, A. and Cohen-Tannoudji, C. Subrecoil laser cooling and levy flights. *Phys. Rev. Lett.*, 72 (2) :203–206, 1994.

[126] Gunter Sigl, Francesco Miniati, and Torsten A. Ensslin. Ultra-high energy cosmic ray probes of large scale structure and magnetic fields. *Phys. Rev.*, D70 :043007, 2004.

[127] Eric Armengaud, Guenter Sigl, and Francesco Miniati. Ultrahigh energy nuclei propagation in a structured, magnetized universe. *Phys. Rev.*, D72 :043009, 2005.

[128] S. Renaux-Petel. Contraintes apportées par l'observatoire pierre auger sur les neutrinos de gzk. Rapport de stage APC 06 01S.

[129] Daniel De Marco, Pasquale Blasi, and Angela V. Olinto. On the statistical significance of the GZK feature in the spectrum of ultra high energy cosmic rays. *Astropart. Phys.*, 20 :53–65, 2003.

[130] Gunter Sigl and Eric Armengaud. Magnetized sources of ultra-high energy nuclei and extragalactic origin of the ankle. *JCAP*, 0510 :016, 2005.

[131] M. A. Duvernois and M. R. Thayer. The Elemental Composition of the Galactic Cosmic-Ray Source : ULYSSES High-Energy Telescope Results. *Astrophys. J.*, 465 :982–984, 1996.

[132] Denis Allard, E. Parizot, and A. V. Olinto. On the transition from Galactic to extragalactic cosmic- rays : spectral and composition features from two opposite scenarios. 2005. astro-ph/0512345.

[133] Veniamin Berezinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva. Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB. *Phys. Lett.*, B612 :147–153, 2005.

[134] A. Mastichiadis, R. J. Protheroe, and John G. Kirk. Spectral and temporal signatures of ultrarelativistic protons in compact sources. I : Effects of Bethe-Heitler pair production. *Astron. Astrophys.*, 433 :765, 2005.

[135] A. Mastichiadis. Relativistic electrons in photon fields - Effects of triplet pair production on inverse Compton gamma-ray spectra. *M.N.R.A.S.*, 253 :235–244, 1991.

[136] Martin Lemoine. Extra-galactic magnetic fields and the second knee in the cosmic-ray spectrum. *Phys. Rev.*, D71 :083007, 2005.

[137] Todor Stanev. Neutrino production in UHECR proton interactions in the infrared background. *Phys. Lett.*, B595 :50–54, 2004.

[138] E. V. Bugaev, A. Misaki, and K. Mitsui. Neutrinos from extragalactic cosmic ray interactions in the far infrared background. *Astropart. Phys.*, 24 :345–354, 2005.

[139] Eli Waxman and John N. Bahcall. High energy neutrinos from astrophysical sources : An upper bound. *Phys. Rev.*, D59 :023002, 1999.

[140] Maximo Ave, N. Busca, Angela V. Olinto, A. A. Watson, and T. Yamamoto. Cosmogenic neutrinos from ultra-high energy nuclei. *Astropart. Phys.*, 23 :19–29, 2005.

[141] Eric Armengaud, Guenter Sigl, and Francesco Miniati. Gamma Ray Astronomy with Magnetized Zevatrons. 2005. astro-ph/0511277.

[142] Stefano Gabici and Felix A. Aharonian. Point-like gamma ray sources as signatures of distant accelerators of ultra high energy cosmic rays. 2005. astro-ph/0505462.

[143] Carlo Ferrigno, Pasquale Blasi, and Daniel De Marco. High energy gamma ray counterparts of astrophysical sources of ultrahigh energy cosmic rays. *Astropart. Phys.*, 23 :211–226, 2005.

[144] Corentin Rordorf, Dario Grasso, and Klaus Dolag. Diffusion of ultra high energy protons in galaxy clusters and secondary X and gamma ray emissions. *Astropart. Phys.*, 22 :167–181, 2004.

[145] F. Aharonian. Proton-synchrotron radiation of large-scale jets in active galactic nuclei. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 332 :215–230, 2002.

[146] O. Reimer, M. Pohl, P. Sreekumar, and J. R. Mattox. EGRET upper limits on the high-energy gamma-ray emission of galaxy clusters. *Astrophys. J.*, 588 :155–164, 2003.

# Glossaire

**Angles :** $\theta$ : angle zénithal ; $\phi$ : angle azimutal, mesuré à partir de l'est ; $\delta$ : déclinaison ; $\alpha$ : ascension droite ; $\ell, b$ : longitude et latitude galactiques.

**AGN.** Active Galaxy Nuclei. Galaxie ayant une émission électromagnétique intense, alimentée par un trou noir massif en son centre.

**CDAS.** Central Data Acquisition System. Centre d'acquisition des données d'Auger à Malargüe.

**CIB.** Cosmic Infrared Background. Fond diffus cosmique de photons infrarouges, moins intense et moins bien connu que le CMB.

**CIC.** Constant Intensity Cut. Méthode de calibration empirique partielle en énergie des événements du SD, basée sur l'uniformité attendue de la distribution en $\cos^2\theta$.

**CLF.** Central Laser Facility. Installation au centre du réseau d'Auger, permettant de faire des tirs laser pour la calibration du FD et contenant une station météorologique.

**CMB.** Cosmic Microwave Background. Le fond diffus cosmique de photons de basse énergie, formant un corps noir à 2.73 K de nos jours.

**CRB.** Cosmic Radio Background. Fond diffus à plus grande longueur d'onde que le CMB, très peu connu.

**EAS.** Extensive Air Shower. Cascade géante de particules secondaires générée par un UHECR dans l'atmosphère.

**FD.** Fluorescence Detector. L'ensemble des 4 sites de fluorescence dans l'Observatoire Auger.

**GRB.** Gamma Ray Burst. Émission intense et brutale de rayonnement $\gamma$, due à un objet extragalactique lointain.

**GZK (effet, coupure, seuil).** Atténuation attendue du flux des UHECRs à la suite de leur interaction avec le CMB à partir d'une énergie de l'ordre de $10^{19.7}$ eV. La parentée de cet effet revient à Greisen, Zatsepin et Kuzmin.

**ICM.** Intra Cluster Medium. Le milieu constitué de plasma chaud et peu dense à l'interieur des amas de galaxies.

**ISM.** Inter Stellar Medium. L'ensemble des gaz dilués remplissant une galaxie.

**LDF.** Lateral Distribution Function. Fonction décrivant la distribution latérale du signal dans les cuves en fonction de la distance à l'axe de la gerbe.

**LS.** Local Station. Une cuve du réseau au sol d'Auger.

**LSS.** Large Scale Structures. Les grandes structures de l'Univers (amas de galaxies, filaments, etc).

**MLR.** Maximum Likelihood Ratio. Mesure de la significativité statistique d'un excès.

**PMT.** Photomultiplicateur.

**S, S(r), S(1000).** Signal dans les cuves, à une distance donnée de l'axe de la gerbe.

**SD.** Surface Detector. L'ensemble des cuves Čerenkov dans l'Observatoire Auger.

**SNR.** SuperNova Remnant. Restes de l'explosion d'une supernova.

**ToT.** Time over Threshold. Niveau de déclenchement le plus important à l'échelle d'une cuve du SD.

**UHECR.** Rayon Cosmique d'Ultra Haute Énergie.

**Unités de distance :** $1\text{pc} = 3,08 \times 10^{16}$mètres, 1 kpc = $10^3$ pc, 1 Mpc= $10^6$ pc.

**Unités d'énergie :** $1\text{PeV} = 10^{15}$eV, $1\text{EeV} = 10^{18}$eV, $1\text{ZeV} = 10^{21}$eV.

**VEM.** Vertical Equivalent Muon, unité de mesure des signaux du détecteur de surface après calibration.

**VHE.** Very High Energy. Concerne les flux de photons à des énergies comprises entre environ 0.1 TeV et 1 PeV.

**Xmax.** Profondeur dans l'atmosphère, exprimée en g.cm$^{-2}$, où le nombre de particules d'une gerbe est maximal.

**Résumé :**

L'origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie reste une énigme de la physique contemporaine, que l'Observatoire Pierre Auger, détecteur hybride d'une taille inégalée, va tenter de résoudre. L'observation directe des sources de ces particules, ou de structures à grande échelle sur le ciel associées à ces sources, est un des premiers objectifs de cet observatoire. De telles observations permettront aussi de contraindre la propagation des rayons cosmiques, qui, entre leurs sources et la Terre, subissent d'une part des interactions sur des fonds de photons de basse énergie, et d'autre part des déflections dans des champs magnétiques astrophysiques. Cette thèse comprend deux volets, afin d'observer les sources des rayons cosmiques avec l'Observatoire Auger et de les modéliser.

Nous commençons par décrire en détail l'Observatoire Pierre Auger, et nous intéressons ensuite à l'acceptance de son détecteur de surface afin de pouvoir construire des cartes de couverture précise du ciel, outil indispensable à l'étude des anisotropies. Nous présentons ensuite des méthodes de recherche d'anisotropies sur le ciel, et analysons les deux premières années de prise de données de l'Observatoire.

Après une description des phénomènes susceptibles d'influencer la propagation et l'observation de sources de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, nous présentons des simulations numériques destinées à prédire des observables telles que le spectre, les anisotropies et la composition mesurables par Auger, en fonction de différents modèles astrophysiques. Nous montrons que les champs magnétiques extragalactiques peuvent jouer un rôle crucial, surtout si les rayons cosmiques sont en partie des noyaux lourds. Enfin, nous montrons que la propagation de ces particules depuis une source proche génère des flux secondaires de rayons gamma qui pourront être détectés par des télescopes gamma au TeV.

**Abstract :**

The origin of ultra-high energy cosmic rays remains an enigma of modern physics, which the Pierre Auger Observatory, a detector with a hybrid detection mode and an unprecedented size, will try to solve. The direct observation of the sources of those particles, or of large-scale structures in the sky associated to the sources, is one of the main goals of the observatory. Such observations should also allow to constrain cosmic ray propagation between their sources and the Earth, which is complicated by interactions with low-energy photon backgrounds and deflections in astrophysical magnetic fields. This thesis is made of two parts, in order to observe and modelize the sources of cosmic rays within the Auger Observatory.

We begin with an extensive description of the Pierre Auger Observatory, and study the acceptance of its surface detector in order to build accurate sky exposure maps, an essential tool in order to study anisotropies. Then we present methods to search for anisotropies in the sky, and analyze the first two years of Auger data.

After a description of the phenomena that can influence the propagation and observation of ultra-high energy cosmic ray sources, we present numerical simulations aiming at predicting observables such as the spectrum, anisotropies and composition measurable by Auger as a function of various astrophysical models. We show that extragalactic magnetic fields can play a crucial role in particular if cosmic rays are partly heavy nuclei. Finally, we show that the propagation of these particles from a nearby source generates secondary fluxes of gamma-rays that could be detected by TeV gamma-ray telescopes.