



HAL
open science

Etude des performances du télescope gamma Fermi à basse énergie et impact sur la science

Thibaut Desgardin

► **To cite this version:**

Thibaut Desgardin. Etude des performances du télescope gamma Fermi à basse énergie et impact sur la science. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Montpellier, 2015. Français. NNT : 2015MONT098 . tel-01254356v2

HAL Id: tel-01254356

<https://theses.hal.science/tel-01254356v2>

Submitted on 5 Jul 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de
Docteur

Délivré par l'Université de Montpellier

Préparée au sein de l'école doctorale **I2S***
Et de l'unité de recherche **UMR 5299**

Spécialité : **Physique**

Présentée par **Thibaut Desgardin**

Étude des performances du
téléscope gamma *Fermi* à basse
énergie et impact sur la science

Soutenue le 25 novembre 2015 devant le jury composé de :

M. J. Bregeon	Chargé de recherche, Univ. Montpellier, LUPM	Invité
M. P. Bruel	Chargé de recherche, LLR, Palaiseau	Examineur
M. J. Cohen-Tanugi	Chargé de recherche, Univ. Montpellier, LUPM	Directeur
M. D. Dumora	Professeur, Univ. Bordeaux, CENBG	Rapporteur
M. F. Feinstein	Professeur, Univ. Montpellier, CPPM	Président
M. J. Knödseder	Directeur de recherche, IRAP, Toulouse	Co-directeur
M. A. Strong	MPE, Garching	Rapporteur



Remerciements

Tout au long des trois années que j'ai passées au LUPM j'ai côtoyé de nombreuses personnes qui m'ont aidé dans mon travail mais aussi dans les à coté de la vie de thésard.

Je tenais donc à les remercier, en commençant par Fabrice Feinstein, directeur du LUPM au début de ma thèse pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire, et par Denis Puys qui lui a succédé à ce poste.

Je remercie également Andrew Strong d'avoir accepté d'être rapporteur de ce manuscrit, ainsi que Denis Dumora qui à très gentiment accepté de remplir cette tâche, alors qu'il n'était pas à l'origine prévu qu'il le fasse. Je remercie plus largement les autres membres de mon jury : Johann Cohen-Tanugi, Johann Bregeon, Philippe Bruel, Fabrice Feinstein et Jürgen Knödlseder qui se sont également investis dans mon travail tout au long de ma thèse de par leur participation au comité annuel de suivit de thèse. Parmi les membres du jury je voulais aussi remercier particulièrement mes encadrants de thèse Johann Cohen-Tanugi et Jürgen Knödlseder qui m'ont fait confiance pour mener à bien ce travail. Johann, ayant été mon interlocuteur principal durant cette thèse je tenais à le remercier particulièrement, pour sa patience et ses conseils tout au long de ces trois années.

Les membres de la collaboration Fermi-LAT m'ont également beaucoup apporté, et m'ont permis de mener à bien ce travail de thèse. Merci donc à Riccardo Rando, pour son expertise et ses conseils sur la dispersion en énergie et sa paramétrisation. Merci à Gudlaugur Johannson pour m'avoir guidé dans l'utilisation de GaRDian. Merci aussi à Jean Ballet, Matthew Wood, Andrea Albert et Carmelo Sgro qui m'ont également prodigué de nombreux conseils dans leurs domaines respectifs.

Les activités scientifiques n'étant pas tout dans la vie d'un thésard, je tenais à remercier les personnes qui m'ont aidé dans toutes mes démarches administratives : Carole Prevot et Lydie Leclainche.

Merci aussi à tous les membres du laboratoire qui ont contribué à créer une atmosphère de travail agréable et notamment à mes collègues du premier étage ainsi

qu'aux autres non-permanents.

En ce qui concerne les non-permanents je tenais à remercier Denis Puys qui nous a fait confiance afin d'organiser les premières journées des non-permanents du LUPM (JNP15), ainsi que pour son soutien aux séminaires des doctorants de physique (SemDocPhy). Ces séminaires, que j'ai eu le plaisir d'organiser pendant un an, ont été une belle réussite grâce à l'investissement de chacun, et nous ont permis de présenter aux autres non permanents du LUPM et du L2C nos sujets de recherche et d'échanger de manière conviviale.

Un grand merci à Lola Falletti, qui m'a beaucoup aidé au début de ma thèse et qui était toujours disponible pour répondre à mes questions sur Fermi.

Merci enfin à mes collègues du bureau 28 : Carlos, Marco, Romain et Justine. C'était un plaisir de partager ces moments avec vous.

I	Astronomie gamma	3
1	L'observation du ciel gamma	5
1.1	Les mécanismes de production de rayons gamma	5
1.1.1	Le rayonnement de freinage (<i>Bremsstrahlung</i>)	6
1.1.2	La diffusion Compton Inverse (IC)	7
1.1.3	Le rayonnement Synchrotron	8
1.1.4	La décroissance π^0	8
1.2	Production de rayons gamma dans le cosmos	9
1.2.1	Les rayons cosmiques	9
1.2.2	Prédiction du rayonnement gamma des sources astrophysique.	11
1.3	Les mécanismes d'interaction gamma-matière	11
1.3.1	La conversion de paire	12
1.3.2	La diffusion Compton	12
1.3.3	L'effet photoélectrique	13
1.4	Historique des satellites d'observation gamma	13
1.4.1	Les satellites d'observation gamma avant CGRO	14
1.4.2	EGRET	14
1.4.3	COMPTEL	21
1.5	Les futurs instruments	22
2	Le ciel γ	27
2.1	L'observation du ciel gamma	27
2.2	Les sources d'émission diffuse	28
2.2.1	L'émission diffuse galactique	28
2.2.2	L'émission isotrope	30
2.2.3	L'émission γ terrestre	31
2.3	Les sources ponctuelles et étendues	32

2.3.1	Les pulsars (PSR)	33
2.3.2	Les nébuleuses de vent de pulsar (PWN)	35
2.3.3	Les vestiges de supernovae (SNR)	35
2.3.4	Les noyaux actifs de galaxie (AGN)	36
2.3.5	Émission gamma de la Lune	36
2.4	Les sources transitoires	37
2.4.1	Les sursauts gamma	37
2.4.2	Les éruptions solaires	38
2.4.3	Les flashes γ terrestres (TGF)	39
II Instrument et outils d'analyse		41
3	Le <i>Large Area Telescope</i> (LAT)	43
3.1	Le satellite <i>Fermi</i>	43
3.2	L'instrument LAT	48
3.2.1	Le Trajectographe (TKR)	48
3.2.2	Le Calorimètre (CAL)	49
3.2.3	Le détecteur à antioïncidence (ACD)	50
3.3	L'algorithme de reconstruction	50
3.3.1	L'algorithme de reconstruction de Pass 8	50
3.3.2	Classes d'événements, types d'événements et performances	54
3.4	Données et Monte Carlo	55
3.4.1	Monte Carlo	56
3.4.2	Données	58
4	Les fonctions de réponse de l'instrument (IRF)	59
4.1	Surface effective (Aeff)	60
4.2	Fonction d'étalement du point (PSF)	60
4.2.1	Définition	60
4.2.2	Paramétrisation	63
4.2.3	Validation sur les données	65
4.3	Dispersion en énergie (EDISP)	69
4.3.1	Étude de la qualité de la reconstruction en énergie en fonction du processus	70
4.3.2	Comparaison de la reconstruction en énergie avec et sans CAL	73
4.3.3	Étude de la redistribution en énergie	74
4.3.4	Dispersion en énergie dans les IRF	76
4.3.5	Sur-échantillonnage (<i>Over-binning</i>)	77
4.3.6	Paramétrisation précédente	78
4.3.7	Amélioration de la paramétrisation	78

5	Les outils d'analyse des données du LAT.	93
5.1	Méthode du maximum de vraisemblance	93
5.2	La chaîne classique d'analyse	95
5.3	Outils pour la basse énergie	98
5.3.1	Mode HEALPix dans <i>gtbin</i>	98
5.4	L'outil d'analyse GaRDiAn	100
5.4.1	Les particularités de GaRDiAn	101
5.4.2	Utilisation de GaRDiAn	102
III	Analyses à basse énergie	109
6	Analyse du ciel à basse énergie	111
6.1	Le ciel à basse énergie vu par le LAT	112
6.2	Extensions des modèles diffus jusqu'à 10 MeV	112
6.2.1	Les modèles Pass 8	113
6.2.2	Extrapolation des modèles jusqu'à 10 MeV	113
6.2.3	Ajustement aux données	114
6.2.4	Méthode alternative pour l'EGT et l'EDI	114
6.2.5	Données ULTRACLEANVETO et modèles associés	117
6.3	Les sources ponctuelles vues à basse énergie	119
6.3.1	Méthode de construction des SED	119
6.3.2	Validation de la méthode sur une simulation	121
6.3.3	Résultats obtenus	121
6.3.4	Stabilité des résultats	150
A	L'interface HEALPix/gtbin	157
B	Edisp : types et classe d'événements	161

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit porte sur l'optimisation des capacités du LAT, l'un des deux instruments à bord du satellite *Fermi* (une description du LAT est présentée au chapitre 3), qui observe le ciel dans le domaine des rayons gamma, depuis 2008. *Fermi* s'inscrit dans une longue lignée de satellites d'observation du ciel gamma, qui seront décrits au chapitre 1. C'est sur la partie basse énergie du LAT que l'on se focalisera, c'est-à-dire sur le domaine d'énergie inférieur à 100 MeV. En effet, ce domaine d'énergie reste largement inexploré aux sensibilités des instruments actuels. Bien que le LAT soit conçu pour observer le ciel entre 20 MeV et 300 GeV ou plus, et qu'il acquière des données sur toute cette gamme, leur analyse en dessous de 100 MeV s'est révélée ardue. La faible résolution angulaire de l'instrument dans ce domaine d'énergie rend la confusion de sources fréquente. De plus la dispersion en énergie joue aussi un rôle non négligeable à basse énergie et influe sur la forme du spectre des sources étudiées. Cet effet n'a toutefois été pris en compte que récemment (voir section 4.3).

Ce travail de thèse s'inscrit, par le biais d'une contribution technique, dans l'effort Pass 8 qui vise à améliorer la partie logicielle du LAT afin d'augmenter son potentiel de découverte scientifique. Des améliorations de l'algorithme de reconstruction au niveau de chaque sous-système du LAT ainsi qu'une amélioration des simulations Monte Carlo de l'instrument y ont contribué. L'amélioration de la connaissance de la dispersion en énergie présentée dans ce travail de thèse au chapitre 4, également.

Le résultat de cet effort de la collaboration, auquel j'ai participé, m'a encouragé à tenter une première étude à basse énergie de sources bien connues du ciel gamma et présentes dans le catalogue COMPTEL : le pulsar Vela, le pulsar du Crabe et sa nébuleuse de vent de pulsar. Le ciel gamma sera présenté au chapitre 2 et l'étude à basse énergie ainsi que la méthodologie utilisée sera présentée au chapitre 6. Compte tenu de la nature novatrice de cette tâche, nous avons fait appel à un outil d'analyse (GaRDian) différent de ceux fournis et utilisés couramment par la collaboration *Fermi*-LAT, et présentés au chapitre 5. Nous avons aussi créé notre

propre modèle d'émission diffuse, car les modèles de la collaboration ne descendent pas assez bas en énergie. Le spectre obtenu via l'analyse GaRDiAn pour le pulsar Vela est compatible au spectre trouvé par le troisième catalogue du LAT (3FGL), et est en accord avec l'analyse "classique" conduite à plus haute énergie avec les outils standards de la collaboration : les *Science-Tools*. L'extrapolation du spectre obtenu par l'analyse GaRDiAn est inférieure aux prédictions de COMPTEL, on ne peut toutefois pas exclure que les deux mesures soit cohérentes, les systématiques de l'analyse COMPTEL n'étant pas fournies et les systématiques de l'analyse GaRDiAn restant mal connue. Dans le cas du pulsar du Crabe et de sa nébuleuse, le spectre GaRDiAn est en accord avec le spectre du 3FGL et son extrapolation à plus basse énergie est compatible avec les mesures de COMPTEL. Ces deux exemples montrent que les améliorations apportées par Pass 8 rendent possible l'analyse des données du LAT en dessous de 100 MeV à condition toutefois d'être précautionneux. L'effet de la dispersion en énergie ne devant pas être négligé à basse énergie. Pour les sources moins brillantes et moins isolées d'autres sources, il faut aussi prendre garde à l'effet de la PSF (voir section 4.2) et s'assurer qu'il n'y a pas d'imperfection locale liée au modèle diffus.

Première partie
Astronomie gamma

CHAPITRE 1

L'observation du ciel gamma

Sommaire

1.1	Les mécanismes de production de rayons gamma	5
1.1.1	Le rayonnement de freinage (<i>Bremsstrahlung</i>)	6
1.1.2	La diffusion Compton Inverse (IC)	7
1.1.3	Le rayonnement Synchrotron	8
1.1.4	La décroissance π^0	8
1.2	Production de rayons gamma dans le cosmos	9
1.2.1	Les rayons cosmiques	9
1.2.2	Prédiction du rayonnement gamma des sources astrophysique.	11
1.3	Les mécanismes d'interaction gamma-matière	11
1.3.1	La conversion de paire	12
1.3.2	La diffusion Compton	12
1.3.3	L'effet photoélectrique	13
1.4	Historique des satellites d'observation gamma	13
1.4.1	Les satellites d'observation gamma avant CGRO	14
1.4.2	EGRET	14
1.4.3	COMPTEL	21
1.5	Les futurs instruments	22

1.1 Les mécanismes de production de rayons gamma

Les rayons gamma forment la partie la plus énergétique du spectre électromagnétique. Le domaine gamma est vaste, il commence à des énergies de quelques cen-

taines de keV¹ et s'étend jusqu'à des énergies supérieures à la centaine de GeV². Au cours du XX^{ème} siècle les physiciens des particules ont découvert des mécanismes de production de rayons gamma. Les paragraphes suivants décrivent brièvement ces mécanismes.

1.1.1 Le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*)

Dès le début du XX^{ème}, siècle Arnold Sommerfeld découvrit le rayonnement de freinage couramment appelé *bremsstrahlung*³. Lorsqu'une particule chargée relativiste rencontre un nuage de gaz, elle peut traverser le cortège électronique d'un atome du gaz (atome cible). Le champ électrique de l'atome cible dévie la particule chargée qui est alors décélérée. Cette décélération entraîne la production de rayons gamma comme l'illustre la figure 1.1.

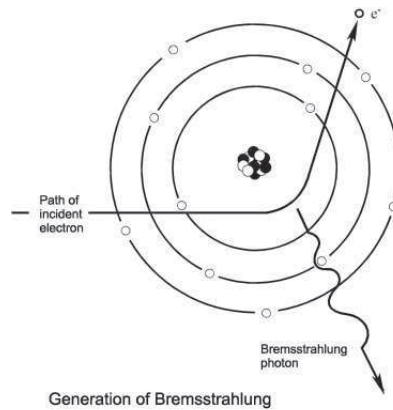


FIGURE 1.1 – Vue schématique du processus *Bremsstrahlung* : un électron relativiste d'énergie E_e freiné par son passage à travers la matière rayonne un photon gamma.

Le taux de perte d'énergie par rayonnement *Bremsstrahlung* d'un d'électron relativiste d'énergie E_e , de charge e de masse m_e , traversant un matériau de numéro atomique Z et de densité numérique⁴ n_Z est donné par la formule :

$$\frac{dE}{dt} = -E_e \frac{n_Z Z (Z + 1.3) e^6}{16\pi^3 \epsilon_0^3 c^4 m_e^2} \left[\log \left(\frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{8} \right) \right] = -\frac{E_e \rho_Z c}{X_0}, \quad (1.1)$$

avec ρ_Z la densité du matériau traversé et X_0 la longueur de radiation. Pour l'hydrogène ($Z = 1$) $X_0 = 61.28 \text{ g cm}^{-2}$.

1. 1 keV = 1000 eV (électron-volt) avec 1eV = 1,602176565 10⁻¹⁹ J (Joule).

2. 1 GeV = 1 milliard d'électron-volts.

3. mot issu de l'allemand *bremsen* qui signifie "freiner" et *strahlung* qui veut dire "radiation".

4. Nombre de particules par unité de volume.

1.1.2 La diffusion Compton Inverse (IC)

En 1923, Arthur Compton découvrit l'effet qui porte son nom puis l'effet inverse qui est un mécanisme de production de rayon gamma. L'effet Compton inverse met en jeu des particules chargées (électrons, protons, ...) de haute énergie. Lors de leur passage au travers d'un champ de photons, ces particules chargées vont céder une partie de leur énergie aux photons. Cette augmentation de l'énergie des photons va les amener dans le domaine gamma. Ce processus est appelé "inverse" car il est le symétrique du mécanisme de diffusion Compton décrit au paragraphe 1.3.2. La figure 1.2 montre une vue schématique du processus de diffusion Compton inverse dans le cas d'un électron.

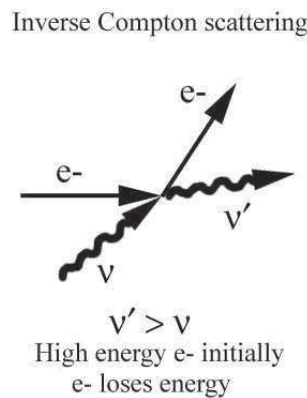


FIGURE 1.2 – Vue schématique du processus de diffusion Compton inverse d'un électron sur un photon d'énergie $E = h\nu$, produisant un photon d'énergie $E' = h\nu'$ supérieure à E , ayant pour conséquence une perte d'énergie de l'électron.

Le taux de perte d'énergie moyen d'une particule chargée traversant un champ de photons de densité U_{rad} est donné par :

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = -\frac{4}{3}\sigma c U_{rad} \gamma^2, \quad (1.2)$$

avec γ le facteur de Lorentz de la particule chargée et σ la section efficace d'interaction. Si la particule chargée est un électron et si son énergie est négligeable par rapport à son énergie de masse, cette section efficace est celle de Thomson :

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right), \quad (1.3)$$

où e est la charge de la particule m_e , sa masse, et ϵ_0 la permittivité diélectrique du

vide⁵. Dans le cas contraire, on utilise la surface efficace de Klein-Nishina :

$$\sigma_{KN} = \frac{\pi r_e^2}{x} \left(\left[1 - \frac{2(x+1)}{x^2} \right] \log(2x+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{x} - \frac{1}{2(2x+1)^2} \right), \quad (1.4)$$

avec $x = \hbar\omega / (m_e c^2)$ et r_e le rayon classique de l'électron : $r_e = e^2 / (4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$.

En astrophysique, l'effet Compton est possible sur le fond diffus cosmologique (CMB : Cosmological Microwave Background [1]) et sur le rayonnement émit par les étoiles.

1.1.3 Le rayonnement Synchrotron

Dans les années 50, les premiers accélérateurs voient le jour aux États-Unis. Ils visent à utiliser l'effet synchrotron afin de produire artificiellement des rayons gamma. Le principe de l'émission synchrotron est le suivant. Lorsqu'une particule chargée rencontre un champ magnétique, sa trajectoire est déviée. La trajectoire courbe de la particule induit une accélération radiale qui conduit à l'émission d'un photon. La perte d'énergie moyenne par émission synchrotron pour une particule chargée d'énergie E est donnée par :

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = -\frac{4}{3} \gamma^2 c \frac{B^2}{2\mu_0} \sigma_T, \quad (1.5)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide⁶, γ le facteur de Lorentz, B le champ magnétique dans lequel se déplace la particule chargée, μ_0 la perméabilité magnétique du vide⁷. Le spectre du rayonnement synchrotron est typiquement une loi de puissance dont l'indice spectral est corrélé à l'indice spectral de la population de particules chargées qui induit le rayonnement synchrotron.

1.1.4 La décroissance π^0

En 1950 une nouvelle particule, le π^0 , fut découverte au cyclotron de Berkeley [2]. Le pion est une particule de la famille des mésons. Il existe trois types de pions : le pion neutre π^0 et les pions chargés π^+ et π^- . Le pion neutre est composé de quarks u (up) et d ($down$) dans une superposition d'état telle que :

$$\pi^0 = \frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}} \quad (1.6)$$

avec \bar{u} et \bar{d} les antiparticules des quarks u et d . Le temps de vie du pion neutre est très bref : $8.4 \cdot 10^{-17}$ s. Le pion neutre se désintègre alors majoritairement (dans 98.8 % des cas) en une paire de photons :

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \quad (1.7)$$

5. $\epsilon_0 \simeq 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ A}^2 \text{ s}^4 \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-3}$.

6. $c = 299792458 \text{ m s}^{-1}$.

7. $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ kg m A}^{-2} \text{ s}^{-2}$.

et de manière marginale en un photon et une paire e^+/e^- . La masse du pion neutre étant de 135 MeV environ, l'énergie des photons produits lors de sa désintégration crée deux photons gamma d'énergie égale à 67.5 MeV dans le référentiel du centre de masse, soit la moitié de la masse du π^0 . Pour un observateur sur Terre, l'énergie de ces photons E_γ est comprise dans l'intervalle [3] :

$$\gamma_\pi \frac{m_\pi}{2} (1 - \beta_\pi) \leq E_\gamma \leq \gamma_\pi \frac{m_\pi}{2} (1 + \beta_\pi), \quad (1.8)$$

avec γ_π le facteur de Lorentz du π^0 , m_π sa masse et β_π sa vitesse, et la distribution spectrale en énergie s'écrit :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{2}{\beta_\pi \gamma_{pi} m_\pi} H \left[E; \frac{1}{2} \gamma_\pi m_\pi (1 - \beta_\pi), \frac{1}{2} \gamma_\pi m_\pi (1 + \beta_\pi) \right], \quad (1.9)$$

avec

$$H(x; a, b) = \begin{cases} 1 & \text{si } a \leq x \leq b \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}. \quad (1.10)$$

1.2 Production de rayons gamma dans le cosmos

Les processus vus à la section 1.1 ont été identifiés en laboratoire mais ils sont aussi susceptibles d'apparaître dans la nature. Dans cette section nous verrons que l'espace est un endroit qui réunit les conditions propices à l'apparition de ces processus et donc d'une émission gamma cosmique.

1.2.1 Les rayons cosmiques

En 1912 Victor Hess établit l'origine astrophysique de ce qu'on appelle aujourd'hui les "rayons cosmiques" [5], via un vol en ballon au cours duquel il constate que la décharge des électroscopes est plus rapide à mesure que l'altitude augmente. D'aucuns pensaient alors que le phénomène de décharge des électroscopes provenait uniquement de la radioactivité terrestre. La décharge des électroscopes aurait dû dans ce cas ralentir à mesure que l'altitude augmentait. On sait à présent que les rayons cosmiques sont des particules chargées⁸ qui sont confinées dans la galaxie grâce à son champ magnétique.

Le spectre des rayons cosmiques est très vaste et couvre un domaine d'énergie inférieure à quelques eV jusqu'à des énergies supérieures à des centaines d'EeV⁹. Les rayons cosmiques sont toutefois les plus nombreux entre 10 MeV et 1 GeV. La figure 1.3 montre la SED¹⁰ des rayons cosmiques [6].

8. principalement des protons à $\sim 90\%$, le reste se partageant entre des noyaux d'hélium ($\sim 9\%$), des électrons, ainsi que des noyaux lourds.

9. 1 EeV (Exa-électron volt) = 10^{18} eV.

10. SED : *Spectral Energy Distribution*, spectre d'énergie.

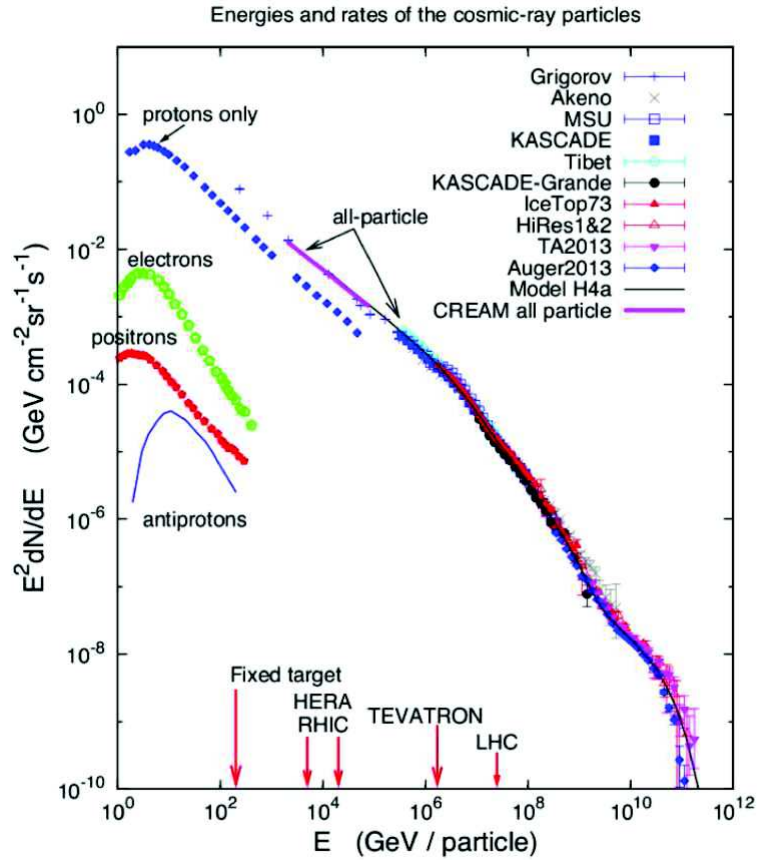


FIGURE 1.3 – SED des rayons cosmiques mesurée sur 12 ordres de grandeur par différentes expériences au sol et dans l'espace [6]. La flèche rouge indiquant LHC montre l'énergie à laquelle fonctionnait le LHC en 2013 (7 TeV). Le genou et la cheville sont bien visibles sur cette figure.

On remarque deux particularités sur cette courbe. Tout d'abord une variation de pente du flux différentiel¹¹ qui passe de ~ -2.7 à ~ -3.1 vers une énergie de $E_{genou} = 3 \cdot 10^{15}$ eV, appelée le "genou", et une autre variation de pente vers $E_{cheville} = 10^{18}$ eV, appelée la "cheville". On décrit habituellement [7] le "genou" comme la limite à laquelle les rayons cosmiques accélérés par les sources galactiques¹² ne sont plus totalement confinés par le champ magnétique galactique. La cheville marquerait quant à elle la limite entre les rayons cosmiques d'origine galactique et extragalactique. Le sujet est toutefois encore débattu.

11. Flux de particules atteignant la terre par unité de temps, surface, angle solide et par unité d'énergie.

12. On pense que ces sources sont les résidus de supernovæ.

Si la structure en spirale avec un bulbe central de notre galaxie fut établie dans les années 1930, on savait déjà auparavant qu'elle était composée d'un rassemblement d'étoiles et de gaz principalement composé d'hydrogène atomique (HI), d'hydrogène moléculaire (H_2) et d'hydrogène ionisé (HII). Ce gaz, les champs magnétiques ainsi que les champs de photons présents dans la Galaxie, sont susceptibles de réagir avec les rayons cosmiques pour produire des rayons gamma suivant les processus décrits à la section 1.1.

1.2.2 Prédiction du rayonnement gamma des sources astrophysique.

En 1947, Feenberg et Primakoff [8] prédisent l'existence d'une émission gamma d'origine astrophysique causée par l'interaction de rayons cosmiques sur les photons émis par le soleil et les étoiles, par effet Compton inverse. En 1952 Hayakawa [9] prédit l'existence d'un fond diffus de rayons gamma dû à la décroissance de pions neutres π_0 créés lors de collisions entre les rayons cosmiques et le gaz interstellaire. La même année, Hutchinson [10] prédit l'existence d'une émission gamma diffuse interstellaire due à la collision des électrons du rayonnement cosmique sur le milieu interstellaire via le rayonnement *bremsstrahlung*. Ces travaux conduisent Philip Morrison à publier en 1958 un article [11] dans lequel il estime le flux gamma de sources astrophysiques telles des galaxies ou des sources stellaires. Il s'est avéré par la suite que ses estimations étaient optimistes, mais elles ont eu le mérite de lancer le domaine de l'astronomie gamma dans les années qui suivirent. Afin de pouvoir détecter et étudier les rayons gamma d'origine astrophysique, encore faut-il savoir comment ils interagissent avec la matière. Les trois principaux processus d'interaction des photons gamma sont présentés à la section 1.3.

1.3 Les mécanismes d'interaction gamma-matière

La détection du rayonnement gamma astrophysique ne peut se faire via des systèmes optiques comme en astronomie dans le visible. On utilise alors des méthodes fondées sur les interactions entre les rayons gamma ayant une énergie entre 1 MeV et 1 GeV et la matière. La figure 1.4 montre la section efficace des processus dominant à ces énergies.

On remarque que le processus dominant à haute énergie est la conversion de paire qui cède ensuite place (en dessous de 10 MeV) à la diffusion Compton (appelée *Incoherent Scattering* dans la légende de la figure 1.4). L'effet photoélectrique reste minoritaire dans cette gamme d'énergie mais son importance augmente à mesure que l'énergie des photons incident décroît. Ce sont ces trois processus qui sont présentés dans les sections suivantes.

1.3.1 La conversion de paire

La conversion de paire est l'interaction sur laquelle repose le trajectographe du LAT, comme nous le verrons à la section 3.2.1. Lorsqu'un photon d'énergie supérieure à $2m_e c^2$ (où m_e est la masse de l'électron : 511 keV) interagit avec un atome cible de numéro atomique Z , il peut se convertir en une paire électron-positron. L'expression exacte de la section efficace de ce processus dépend de l'énergie $\hbar\omega$ du photon incident [4]. Si $1 \ll \hbar\omega / (m_e c^2) \ll 1 / (\alpha Z^{\frac{1}{3}})$ alors :

$$\sigma_{pair} = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \log \left(\frac{2\hbar\omega}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right] \text{m}^2 \text{atom}^{-1}, \quad (1.11)$$

avec α la constante de structure fine¹³ et r_e le rayon classique de l'électron. Dans la limite ultra-relativiste, c'est-à-dire si $\hbar\omega / (m_e c^2) \gg 1 / (\alpha Z^{\frac{1}{3}})$, la section efficace du processus de conversion de paire s'écrit :

$$\sigma_{pair} = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \log \left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \right) - \frac{2}{27} \right] \text{m}^2 \text{atom}^{-1}. \quad (1.12)$$

On constate que dans les deux cas, la section efficace est proportionnelle au même terme :

$$\sigma_{pair} \propto \alpha r_e^2 Z^2, \quad (1.13)$$

ce qui implique que la conversion de paire sera d'autant plus probable que le Z est élevé. C'est pour cette raison que les plans convertisseurs du trajectographe du LAT sont en tungstène ($Z=74$) : un Z qui optimise la probabilité de conversion de paire, la masse embarquée, cette dernière étant un critère important pour les missions spatiales, et minimise les diffusions coulombiennes multiples.

1.3.2 La diffusion Compton

La diffusion Compton est le processus réciproque de la diffusion Compton inverse. Le photon gamma incident interagit avec un électron d'un atome cible. Il cède une partie de son énergie à cet électron qui est alors diffusé. Le photon perd de l'énergie et sa trajectoire est déviée, d'un angle de diffusion α lors de cette interaction. La perte d'énergie du photon incident peut se traduire en terme d'augmentation de sa longueur d'onde λ , suivant la formule [4] :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \alpha), \quad (1.14)$$

dans le cas d'un électron stationnaire. Si l'énergie restante au photon sortant est supérieure à $m_e c^2$, il peut subir une nouvelle diffusion Compton. On parle alors de diffusions Compton multiples. Dans le cas contraire, le photon subit une de diffusions de Coulomb. Ce sont les diffusions de Coulomb multiples dans le trajectographe qui limitent, à basse énergie, la résolution angulaire du LAT.

13. $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137$, avec e la charge de l'électron.

1.3.3 L'effet photoélectrique

Dans le cas de l'effet photoélectrique, le photon incident éjecte un électron du cortège électronique d'un atome. S'il s'agit d'un électron d'une couche inférieure, le vide est comblé par un électron d'une couche supérieure, créant alors l'émission d'un photon de fluorescence. Pour un photon d'énergie $\hbar\omega \ll m_e c^2$ dont l'énergie est néanmoins très grande devant l'énergie du niveau atomique E_I , la section efficace de l'effet photoélectrique s'écrit [4] :

$$\sigma_k = 4\sqrt{2}\sigma_T\alpha^4 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{\hbar\omega}\right)^{\frac{7}{2}} \quad (1.15)$$

pour un photon causant l'éjection d'un électron d'une couche k d'un atome et d'orbitale $1s$. Avec Z le numéro atomique de l'atome subissant l'effet photoélectrique. On constate, d'après cette formule, que plus le numéro atomique augmente et plus l'effet photoélectrique est important. On remarque aussi que la section efficace augmente à mesure que l'énergie du photon $\hbar\omega$ diminue.

Grâce aux connaissances acquises au cours de la première moitié du XX^{ème} siècle sur les rayons cosmiques, la Galaxie et les processus de création de rayons gamma, il est devenu de plus en plus clair que le ciel devait émettre dans ce domaine du spectre électromagnétique. Les travaux théoriques débutés dans les années 50 ont permis d'estimer les flux attendus de rayons gamma astrophysiques et ont déclenché des velléités d'observation du ciel gamma. Il faudra attendre une dizaine d'années de plus avant que cela ne soit possible. Les principales missions historiques d'observation du ciel gamma présentant un intérêt pour cette thèse sont décrites à la section 1.4.

1.4 Historique des satellites d'observation gamma

L'atmosphère terrestre absorbe la totalité des rayons gamma. En effet, ces derniers interagissent avec l'atmosphère produisant des gerbes électromagnétiques qui dissipent leur énergie. Les particules accélérées dans ces gerbes émettent, lorsqu'elles voyagent plus vite que la vitesse de la lumière dans l'air, un cône de lumière bleutée appelé rayonnement Tchérénkov. Cette lumière peut être observée par des télescopes au sol afin de reconstruire la direction et l'énergie des photons gamma incidents. Ce domaine, appelé astronomie Tchérénkov et très actif actuellement. De nombreux instruments (HESS¹⁴ [12], MAGIC¹⁵ [13], VERITAS¹⁶ [14]) utilisent cette technique afin d'observer le ciel à des énergies supérieures à la centaine de GeV. Dans le futur,

14. H.E.S.S. : High Energy Stereoscopic System

15. MAGIC : Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov

16. VERITAS : Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System

l'observatoire CTA¹⁷ [15] utilisera un grand nombre de télescopes Tchérérenkov travaillant en réseau afin d'améliorer la sensibilité accessible aujourd'hui d'un facteur 5 à 10. Grâce à CTA la limite basse énergie accessible à l'astronomie Tchérérenkov devrait pouvoir être abaissée en dessous de 100 GeV. Pour autant si l'on souhaite étudier le ciel entre quelques MeV et quelques centaines de GeV, il est nécessaire d'aller dans l'espace. Cette technique d'observation spatiale est celle qui sera présentée par la suite de manière chronologique. C'est dans cette lignée de satellites d'observation du ciel gamma que s'inscrit *Fermi*, le satellite objet de ce travail de thèse.

1.4.1 Les satellites d'observation gamma avant CGRO

L'observation du ciel dans le domaine gamma débute à la fin des années 60 avec le lancement, le 8 mars 1967, du satellite OSO-3 (Orbiting Solar Observatory-3)[16] qui est le premier à avoir détecté un rayonnement gamma astrophysique. Le compteur Tchérérenkov embarqué à bord du satellite a permis de détecter 621 photons d'énergie supérieure à 50 MeV, principalement distribués dans le plan galactique. Par la suite le satellite SAS-2 (*Small Astronomy Satellite*) [17], mis en orbite par la NASA le 15 novembre 1972, a permis de mettre en évidence l'existence de sources ponctuelles de rayons gamma. L'agence spatiale européenne (ESA) a débuté l'étude des rayons gamma depuis l'espace avec le satellite COS-B (COsmic-ray Satellite-option B) [18] lancé le 9 août 1975 par la NASA. Au terme d'une mission de 6 ans et 8 mois COS-B a permis de dresser le premier catalogue de sources gamma (catalogue 2CG) comprenant 25 sources ponctuelles [19]. COS-B a permis aussi la découverte du premier noyau de galaxie active (AGN) 3C 273 [20]. Les missions suivantes ont continué à améliorer notre compréhension du ciel gamma, elles sont présentées dans les sections suivantes.

1.4.2 EGRET

Mis en service en 1991, EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*), l'un des quatre instruments embarqués à bord du satellite CGRO (*Compton Gamma Ray Observatory*) [21], a observé le ciel dans une gamme d'énergie comprise entre 20 MeV et 30 GeV. EGRET reconstruit la direction des photons gamma incidents grâce à une chambre à étincelles et leur énergie grâce à un calorimètre en NaI(Tl). La chambre à étincelles est composée d'une alternance de plans de tantale (Ta) et de couches détectrices. Une fraction des rayons gamma incidents (environ 35% au-dessus de 200 MeV) interagit avec les plans et produit une paire électron-positron qui est détectée par la chambre à étincelle avant que cette paire ne dépose son énergie dans le calorimètre. La reconstruction de la direction et de l'énergie de la paire électron-positron permet ensuite de déduire l'énergie et la direction du photon gamma incident. La réjection du bruit de fond causé par le rayonnement cosmique est assurée par un dôme anticoïncidence. Son importance est cruciale car le flux de

17. CTA : Cherenkov Telescope Array

rayons cosmiques est environ 10^5 fois supérieur au flux de rayons gamma. L'efficacité très grande de ce dispositif composé de scintillateurs plastiques permet néanmoins de surmonter cette difficulté. Un système de calcul de temps de vol des particules vient compléter ce dispositif. Il permet de faire la différence entre des particules traversant le détecteur de haut en bas et des particules le traversant de bas en haut. Ainsi la contribution de la terre (*earth limb emission*¹⁸, voir section 2.2.3) peut être identifiée. La géométrie globale de l'instrument est visible sur la figure 1.5.

Bien qu'il soit doté d'un grand champ de vue (~ 80 degrés), sa PSF¹⁹ et sa surface effective se dégrade pour les événements au-delà de 30 degrés d'inclinaison. La surface effective d'EGRET pour des événements arrivant parallèlement à son axe z est de 1000 cm^2 entre 100 MeV et 3 GeV. Sa résolution angulaire dépend fortement de l'énergie, le confinement à 68% de la PSF variant de 5.5 degrés à 100 MeV, à 0.5 degrés à 5 GeV. La résolution en énergie d'EGRET avoisine les 25% sur la majorité de sa gamme d'énergie.

18. appelée dans la suite de ce manuscrit EGT : Émission Gamma Terrestre

19. Point Spread Function : fonction d'étalement du point. Voir 4.2 pour plus de précisions sur la PSF.

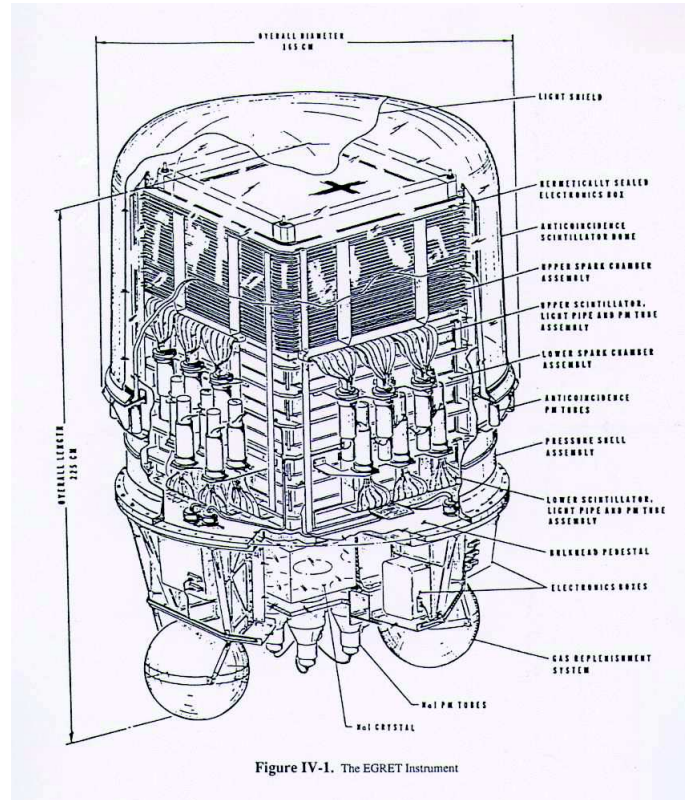


FIGURE 1.5 – Schéma montrant la géométrie de l'instrument EGRET. *Source :* https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/egret_tech.html

L'instrument EGRET a permis de réaliser un catalogue plus complet que son prédécesseur COS-B. Le 3^{ème} catalogue EGRET [22] contient en effet 271 sources dont :

- 5 pulsars²⁰
- 66 blazars²¹ identifiés avec un haut niveau de confiance.
- 27 candidats blazars.
- 1 galaxie radio (Cen A).
- le grand nuage de Magellan.
- 170 sources non associées.

L'ensemble des sources du troisième catalogue EGRET ainsi que leur position en coordonnées galactiques est reporté dans le tableau 1.1.

La carte du ciel présentée en figure 1.6 montre aussi l'émission diffuse due à l'interaction des rayons cosmiques sur le milieu interstellaire.

20. voir section 2.3.1.

21. voir section 2.3.4.

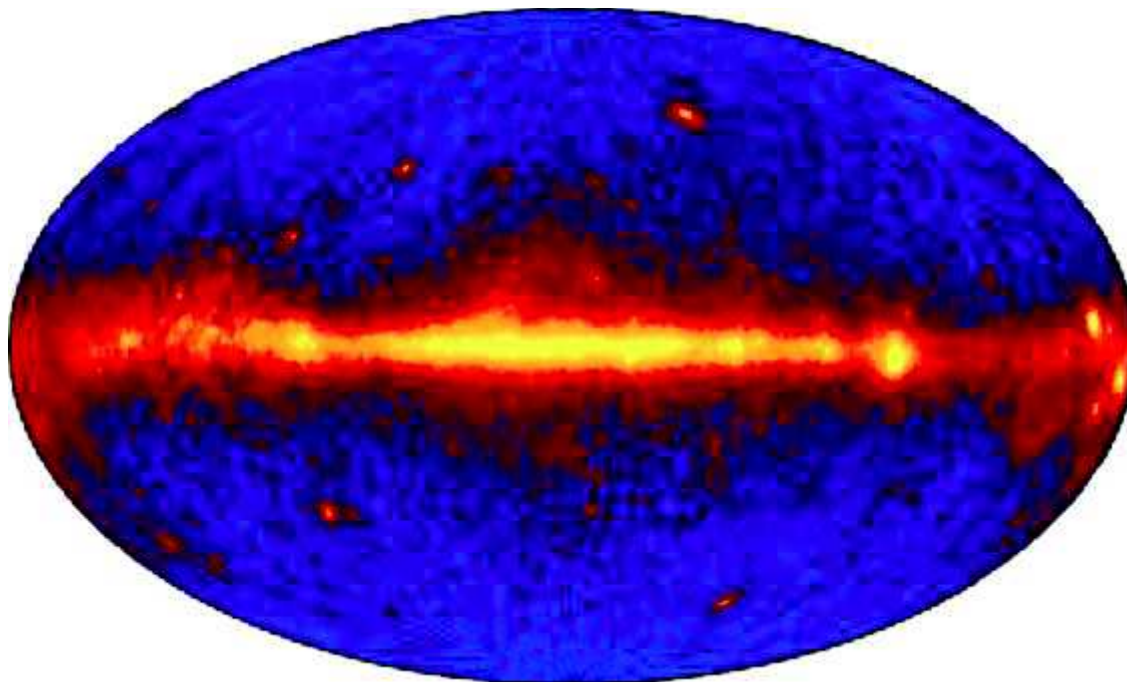


FIGURE 1.6 – Ciel gamma observé par EGRET au-delà de 100 MeV. *Source* : <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>.

Nom de la source	L	B	Nom de la source	L	B
3EG J0010+7309	119.92	10.54	3EG J0038-0949	112.69	-72.44
3EG J0118+0248	136.23	-59.36	3EG J0130-1758	169.71	-77.11
3EG J0159-3603	248.89	-73.04	3EG J0204+1458	147.95	-44.32
3EG J0210-5055	276.1	-61.89	3EG J0215+1123	153.75	-46.37
3EG J0222+4253	140.22	-16.89	3EG J0229+6151	134.2	1.15
3EG J0237+1635	156.46	-39.28	3EG J0239+2815	150.21	-28.8
3EG J0241+6103	135.87	0.99	3EG J0245+1758	157.62	-37.11
3EG J0253-0345	179.7	-52.56	3EG J0323+5122	145.64	-4.67
3EG J0329+2149	164.9	-27.88	3EG J0340-0201	188.4	-42.47
3EG J0348+3510	159.06	-15.01	3EG J0348-5708	269.35	-46.79
3EG J0404+0700	184.0	-32.15	3EG J0407+1710	175.63	-25.06
3EG J0412-1853	213.9	-43.29	3EG J0416+3650	162.22	-9.97
3EG J0422-0102	194.88	-33.12	3EG J0423+1707	178.48	-22.14
3EG J0426+1333	181.98	-23.82	3EG J0429+0337	191.44	-29.08
3EG J0433+2908	170.48	-12.58	3EG J0435+6137	146.5	9.5
3EG J0439+1555	181.98	-19.98	3EG J0439+1105	186.14	-22.87

3EG J0442-0033	197.39	-28.68	3EG J0450+1105	187.86	-20.62
3EG J0456-2338	223.96	-34.98	3EG J0458-4635	252.4	-38.4
3EG J0459+0544	193.99	-21.66	3EG J0459+3352	170.3	-5.38
3EG J0500+2529	177.18	-10.28	3EG J0500-0159	201.35	-25.47
3EG J0510+5545	153.99	9.42	3EG J0512-6150	271.25	-35.28
3EG J0516+2320	181.12	-8.53	3EG J0520+2556	179.65	-6.4
3EG J0521+2147	183.08	-8.43	3EG J0530+1323	191.5	-11.09
3EG J0530-3626	240.94	-31.29	3EG J0531-2940	233.44	-29.31
3EG J0533+4751	162.61	7.95	3EG J0533-6916	279.73	-32.09
3EG J0534+2200	184.53	-5.84	3EG J0540-4402	250.08	-30.86
3EG J0542+2610	182.02	-1.99	3EG J0542-0655	211.28	-18.52
3EG J0546+3948	170.75	5.74	3EG J0556+0409	202.81	-10.29
3EG J0613+4201	171.32	11.4	3EG J0616-0720	215.58	-11.06
3EG J0616-3310	240.35	-21.24	3EG J0617+2238	189.0	3.05
3EG J0622-1139	220.16	-11.69	3EG J0628+1847	193.66	3.64
3EG J0631+0642	204.71	-1.3	3EG J0633+1751	195.06	4.31
3EG J0634+0521	206.18	-1.41	3EG J0702-6212	272.65	-22.56
3EG J0706-3837	249.57	-13.76	3EG J0721+7120	143.98	28.0
3EG J0724-4713	259.0	-14.38	3EG J0725-5140	263.29	-16.02
3EG J0737+1721	202.16	17.88	3EG J0743+5447	162.99	29.19
3EG J0747-3412	249.35	-4.48	3EG J0808+4844	170.46	32.48
3EG J0808+5114	167.51	32.66	3EG J0808-5344	268.24	-11.2
3EG J0812-0646	228.64	14.62	3EG J0821-5814	273.1	-12.04
3EG J0824-4610	263.28	-4.89	3EG J0827-4247	260.84	-2.46
3EG J0828+0508	219.6	23.82	3EG J0828-4954	266.76	-6.45
3EG J0829+2413	199.91	31.69	3EG J0834-4511	263.52	-2.86
3EG J0841-4356	263.29	-1.1	3EG J0845+7049	143.49	34.79
3EG J0848-4429	264.5	-0.46	3EG J0852-1216	239.06	19.99
3EG J0853+1941	207.19	35.43	3EG J0859-4257	264.57	2.01
3EG J0903-3531	259.4	7.4	3EG J0910+6556	148.3	38.56
3EG J0917+4427	176.11	44.19	3EG J0952+5501	159.55	47.33
3EG J0958+6533	145.78	43.11	3EG J1009+4855	166.87	51.99
3EG J1013-5915	283.93	-2.34	3EG J1014-5705	282.8	-0.51
3EG J1027-5817	284.94	-0.52	3EG J1045-7630	295.66	-15.45
3EG J1048-5840	287.53	0.47	3EG J1052+5718	149.47	53.27
3EG J1058-5234	286.14	6.58	3EG J1102-6103	290.12	-0.92
3EG J1104+3809	179.97	65.04	3EG J1133+0033	264.52	57.48
3EG J1134-1530	277.04	43.48	3EG J1200+2847	201.53	78.63
3EG J1212+2304	235.57	80.32	3EG J1219-1520	291.56	46.82
3EG J1222+2315	241.87	82.39	3EG J1222+2841	197.27	83.52
3EG J1224+2118	254.91	81.53	3EG J1227+4302	138.63	73.33

3EG J1229+0210	289.84	64.47	3EG J1230-0247	292.58	59.66
3EG J1234-1318	296.43	49.34	3EG J1235+0233	293.28	65.13
3EG J1236+0457	292.59	67.52	3EG J1246-0651	300.96	55.99
3EG J1249-8330	302.86	-20.63	3EG J1255-0549	304.98	57.03
3EG J1300-4406	304.6	18.74	3EG J1308+8744	122.74	29.38
3EG J1308-6112	305.01	1.59	3EG J1310-0517	311.69	57.25
3EG J1314-3431	308.21	28.12	3EG J1316-5244	306.85	9.93
3EG J1323+2200	359.33	81.15	3EG J1324-4314	309.32	19.21
3EG J1329+1708	346.29	76.68	3EG J1329-4602	309.83	16.32
3EG J1337+5029	105.4	65.04	3EG J1339-1419	320.07	46.95
3EG J1347+2932	47.31	77.5	3EG J1409-0745	334.23	50.3
3EG J1410-6147	312.18	-0.35	3EG J1420-6038	313.63	0.37
3EG J1424+3734	66.82	67.76	3EG J1429-4217	321.66	16.98
3EG J1447-3936	326.12	17.96	3EG J1457-1903	339.88	34.6
3EG J1500-3509	330.91	20.45	3EG J1504-1537	344.04	36.38
3EG J1512-0849	351.49	40.37	3EG J1517-2538	339.76	26.6
3EG J1527-2358	342.97	26.5	3EG J1600-0351	6.3	34.81
3EG J1605+1553	29.18	43.84	3EG J1607-1101	0.91	29.05
3EG J1608+1055	23.51	41.05	3EG J1612-2618	349.4	17.9
3EG J1614+3424	55.44	46.29	3EG J1616-2221	353.0	20.03
3EG J1621+8203	115.53	31.77	3EG J1625-2955	348.67	13.38
3EG J1626-2519	352.28	16.37	3EG J1627-2419	353.36	16.71
3EG J1631-1018	5.55	24.94	3EG J1631-4033	341.61	5.24
3EG J1633-3216	348.1	10.48	3EG J1634-1434	2.33	21.78
3EG J1635+3813	61.21	42.26	3EG J1635-1751	359.72	19.56
3EG J1638-2749	352.25	12.59	3EG J1638-5155	334.05	-3.34
3EG J1639-4702	337.75	-0.15	3EG J1646-0704	10.85	23.69
3EG J1649-1611	3.35	17.8	3EG J1652-0223	15.99	25.05
3EG J1653-2133	359.49	13.81	3EG J1655-4554	340.48	-1.61
3EG J1659-6251	327.32	-12.47	3EG J1704-4732	340.1	-3.79
3EG J1709-0828	12.86	18.25	3EG J1710-4439	343.0	-2.86
3EG J1714-3857	348.04	-0.09	3EG J1717-2737	357.67	5.95
3EG J1718-3313	353.2	2.56	3EG J1719-0430	17.8	18.17
3EG J1720-7820	314.56	-22.17	3EG J1726-0807	15.52	14.77
3EG J1727+0429	27.27	20.62	3EG J1733+6017	89.12	32.94
3EG J1733-1313	12.0	10.57	3EG J1734-3232	355.64	0.15
3EG J1735-1500	10.73	9.22	3EG J1736-2908	358.79	1.56
3EG J1738+5203	79.37	32.05	3EG J1741-2050	6.44	5.0
3EG J1741-2312	4.42	3.76	3EG J1744-0310	22.19	13.42
3EG J1744-3011	358.85	-0.52	3EG J1744-3934	350.81	-5.38
3EG J1746-1001	16.34	9.64	3EG J1746-2851	0.11	-0.04

3EG J1757-0711	20.3	8.47		3EG J1800-0146	25.49	10.39
3EG J1800-2338	6.25	-0.18		3EG J1800-3955	352.05	-8.24
3EG J1806-5005	343.29	-13.76		3EG J1809-2328	7.47	-1.99
3EG J1810-1032	18.81	4.23		3EG J1812-1316	16.7	2.39
3EG J1813-6419	330.04	-20.32		3EG J1822+1641	44.84	13.84
3EG J1823-1314	17.94	0.14		3EG J1824+3441	62.49	20.14
3EG J1824-1514	16.37	-1.16		3EG J1825+2854	56.79	18.03
3EG J1825-7926	314.56	-25.44		3EG J1826-1302	18.47	-0.44
3EG J1828+0142	31.9	5.78		3EG J1832-2110	11.92	-5.5
3EG J1834-2803	5.92	-8.97		3EG J1835+5918	88.74	25.07
3EG J1836-4933	345.93	-18.26		3EG J1837-0423	27.44	1.06
3EG J1837-0606	25.86	0.4		3EG J1847-3219	3.21	-13.37
3EG J1850+5903	88.92	23.18		3EG J1850-2652	8.58	-11.75
3EG J1856+0114	34.6	-0.54		3EG J1858-2137	14.21	-11.15
3EG J1903+0550	39.52	-0.05		3EG J1904-1124	24.22	-8.12
3EG J1911-2000	17.03	-13.29		3EG J1921-2015	17.81	-15.6
3EG J1928+1733	52.71	0.07		3EG J1935-4022	358.65	-25.23
3EG J1937-1529	23.95	-17.12		3EG J1940-0121	37.41	-11.62
3EG J1949-3456	5.25	-26.29		3EG J1955-1414	27.01	-20.56
3EG J1958+2909	66.23	-0.16		3EG J1958-4443	354.85	-30.13
3EG J1959+6342	96.61	17.1		3EG J2006-2321	18.82	-26.26
3EG J2016+3657	74.76	0.98		3EG J2020+4017	78.05	2.08
3EG J2020-1545	28.09	-26.62		3EG J2021+3716	75.58	0.33
3EG J2022+4317	80.63	3.62		3EG J2025-0744	36.72	-24.4
3EG J2027+3429	74.08	-2.36		3EG J2033+4118	80.27	0.73
3EG J2034-3110	12.25	-34.64		3EG J2035+4441	83.17	2.5
3EG J2036+1132	56.12	-17.18		3EG J2046+0933	55.75	-20.23
3EG J2055-4716	352.56	-40.2		3EG J2100+6012	97.76	9.16
3EG J2158-3023	17.45	-52.23		3EG J2202+4217	92.56	-10.39
3EG J2206+6602	107.23	8.34		3EG J2209+2401	81.83	-25.65
3EG J2219-7941	310.64	-35.06		3EG J2227+6122	106.53	3.18
3EG J2232+1147	77.45	-38.5		3EG J2241-6736	319.81	-45.02
3EG J2243+1509	82.69	-37.49		3EG J2248+1745	86.0	-36.17
3EG J2251-1341	52.48	-58.91		3EG J2254+1601	86.05	-38.3
3EG J2255+1943	89.03	-35.43		3EG J2255-5012	338.75	-58.12
3EG J2314+4426	105.32	-15.1		3EG J2321-0328	76.82	-58.07
3EG J2352+3752	110.26	-23.54		3EG J2358+4604	113.39	-15.82
3EG J2359+2041	107.01	-40.58				

TABLE 1.1: Liste des 271 sources contenues dans le 3^{ème} catalogue EGRET [22], ainsi que leur position en coordonnées galactiques.

1.4.3 COMPTEL

L'instrument COMPTEL (*Imaging Compton Telescope*), lui aussi embarqué à bord du satellite CGRO, est spécifiquement dédié à l'étude du domaine que l'on appelle basse énergie dans *Fermi* (*i.e.* $E < 100$ MeV). En effet, il étudie des photons d'énergie entre 0.8 et 30 MeV. COMPTEL [23] est constitué de deux détecteurs placés l'un au-dessus de l'autre à 1.5 m d'écart. Le détecteur supérieur (D1) est constitué d'une grille de 7 modules cylindriques rempli d'un scintillateur liquide. Chacun de ces modules, de 27.6 cm de diamètre pour 8.5 cm de hauteur, est relié à 8 photomultiplicateurs. Le détecteur inférieur (D2) est composé d'une grille de 14 blocs cylindriques de NaI(TL). Chacun de ces blocs, de 28 cm de diamètre pour 7.5 cm de hauteur, est relié à 7 photomultiplicateurs. Chacun des détecteurs (D1 et D2) est entièrement recouvert d'un détecteur anticoincidence (dôme de scintillateur plastique) qui assure la réjection des particules chargées. COMPTEL tire parti de l'effet Compton pour étudier le ciel gamma. Quand un photon pénètre dans l'instrument il subit une diffusion Compton sur le détecteur D1. La position de l'interaction au sein d'un des modules de D1 est effectuée en comparant les hauteurs relatives des pics mesurés par chacun des photomultiplicateurs qui lui sont couplés. L'énergie de recul de l'électron est déterminée en sommant la hauteur des pics détectés par chaque photomultiplicateur. Le photon diffusé arrive ensuite dans le détecteur D2 où il est absorbé. Les mêmes principes sont utilisés pour sa détection dans D2. L'énergie totale du photon incident est reconstruite en sommant les énergies détectées dans D1 et D2, en supposant une absorption totale du photon diffusé. La reconstruction de la direction incidente d'un photon unique n'est pas possible avec COMPTEL. Pour chaque photon, on obtient un cercle sur le ciel. C'est par l'intersection de ces cercles que l'on déduit la position de la source. La mesure du temps de vol entre les deux détecteurs (D1 et D2), la forme des pics détectés par les photomultiplicateurs ainsi que les informations des dômes anticoincidence sont utilisées pour rejeter le bruit de fond.

Grâce à cette technique de détection, COMPTEL dispose d'une résolution angulaire de 1.7 à 4.4 degrés et d'une résolution en énergie entre 5 et 8%, qui lui a permis de réaliser un catalogue de 32 sources gamma "stables" [24] dont seulement 24 ont pu être identifiées, certaines régions étant confuses. L'ensemble de ces 24 sources,

ainsi que leur position en coordonnées galactiques est visible dans le tableau 1.2. La gamme d'énergie de COMPTEL couvrait les raies d'émission du titane (Ti-44) et de l'aluminium (Al-26) qui sont produits par les supernovæ. Or la demi-vie du Ti-44 est de 60 ans, et celle de l'Al-26, de 700000 ans. La détection de Ti-44 permet donc l'identification de jeunes supernovæ et celle d'Al-26 de supernovæ plus anciennes. Ces deux éléments ont joué un rôle dans la découverte du résidu de supernova GRO/RX J0852, qui a explosé il y a 700 ans, mais qui n'avait jamais été référencé auparavant [25]. D'autres objets (pulsars, noyaux actifs de galaxies et sursauts gamma) ont aussi été étudiés par COMPTEL dans un domaine d'énergie inaccessible à EGRET.

Nom de la source	L	B		Nom de la source	L	B
PSR B1951+32	68.77	2.82		PSR B0531+21	184.56	-5.78
PSR J0633+1746	195.13	4.65		PSR B0656+14	201.11	8.26
PSR B833-45	263.55	-2.79		PSR B1055-52	286.0	6.6
PSR B1509-58	320.32	-1.16		GRO J1823-12	18.5	-0.5
Cygnus X-1	71.3	3.1		GRO J2227+61	106.6	3.1
GT 0236+610	135.7	1.1		Nova Per 1992	165.9	-11.9
Crab Unpulsed	184.6	-5.8		Vela/Carina	273.0	-6.0
3C 273	290.0	64.4		3C 279	305.1	57.1
3C 454.3	86.1	-38.2		CTA 102	77.4	-38.6
Centaurus A	309.5	19.4		GRO J0516-609	270.0	-35.0
GRO J1224+2155	255.1	81.7		PKS 0208-512	276.1	-61.8
PKS 0528+134	191.4	-11.0		PKS 1622-297	348.5	13.5

TABLE 1.2: Liste des 24 sources identifiées (pulsars, sources galactiques $|b| < 10$ degrés et AGN) du premier catalogue COMPTEL [24].

1.5 Les futurs instruments

Le domaine du MeV restant largement inexploré, de nouveaux projets sont à l'étude afin de mieux comprendre ce régime. On peut par exemple citer le projet AdEPT²² [26] qui ambitionne d'observer le ciel entre ~ 5 MeV et ~ 200 MeV avec une résolution angulaire inférieure à 1 degré à 70 MeV. Pour ce faire, il compte sur un trajectographe à gaz afin de mesurer les particules filles issues de l'interaction entre le gaz et un rayon gamma. Les développeurs du projet soutiennent qu'un gaz à faible Z ($Z < 30$) à une densité de 5 mg/cm^3 est suffisant pour atteindre les performances désirées.

Un autre projet nommé *ComPair*²³ [27] ressemble plus au LAT dans le sens où son trajectographe est composé de plans de silicium. La différence principale tient

22. AdEPT : *Advanced Energetic Pair Telescope*

23. ComPair : Compton-Pair Production Space Telescope

à l'absence de matériau de conversion supplémentaire, qui assure une plus grande surface effective mais est aussi responsable, à basse énergie, d'une plus importante diffusion des électrons dans le trajectographe, nuisible à la résolution angulaire. *Com-
Pair* ambitionne d'observer le ciel entre 1 et 200 MeV, avec une résolution estimée à ~ 7 degrés à 10 MeV et à ~ 1 degré à 100 MeV. D'autres projet similaires sont aussi en voie de développement, on peut citer par exemple MEGA²⁴ [28], GRIPS²⁵ [29], ou encore ASTROGAM [30].

On peut enfin citer comme dernier exemple le projet *Gamma Cube* [31], qui propose une manière différente de procéder. L'idée ici est d'imager les traces ionisées des particules chargées issues de l'interaction entre un photon gamma incident et le détecteur : un cube de scintillateur transparent à la lumière de scintillation, entouré de dispositifs optiques capables d'imager les traces. Ce dispositif est donc capable, comme les deux précédents, de mesurer les traces produites par effet Compton et par production de paire, les deux processus dominant l'interaction lumière-matière dans le domaine du MeV. La qualité de la reconstruction de la direction du photon incident dépend alors de la résolution de l'imageur.

Ainsi, plusieurs projets sont à l'étude afin d'explorer le domaine du MeV. En attendant ces nouveaux satellites, on peut tenter de tirer le meilleur des capacités du LAT à basse énergie afin d'obtenir des premiers résultats qui pourront servir par la suite d'élément de comparaison pour ces futures missions.

24. MEGA : Medium Energy Gamma-Ray Astronomy

25. GRIPS : Gamma-Ray Imaging, Polarimetry and Spectroscopy

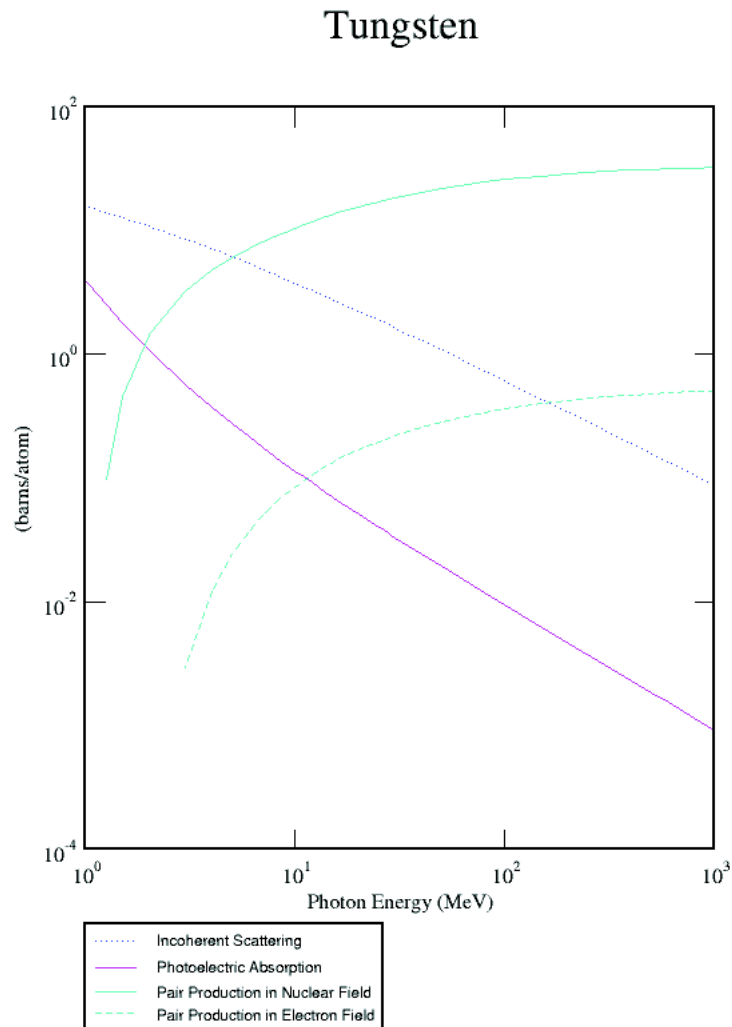


FIGURE 1.4 – Section efficace des processus d'interaction matière-rayonnement entre 1 MeV et 1 GeV dans le tungstène ($Z=74$). *Source : XCOM Cross Section Database : <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>*

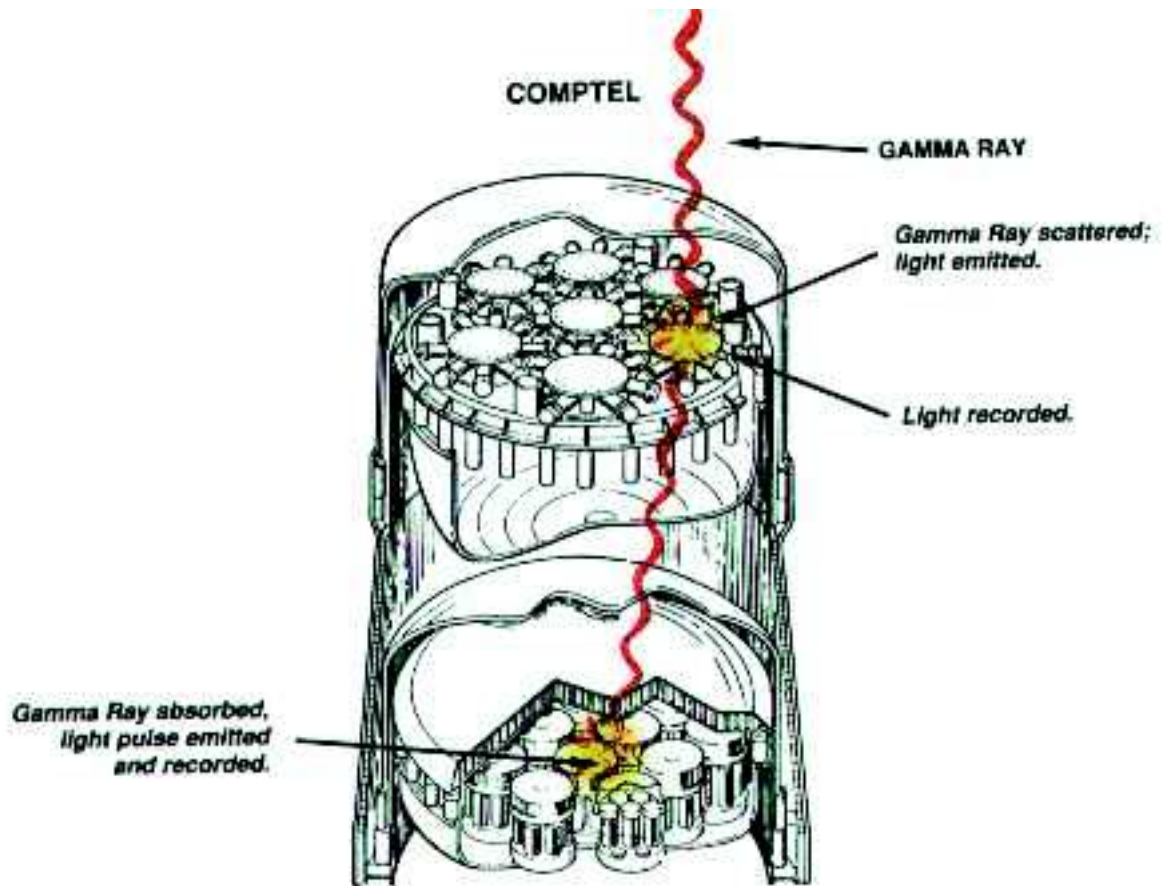


FIGURE 1.7 – Schéma illustrant la géométrie et le principe de fonctionnement de l'instrument COMPTEL. Source : <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/images/epo/gallery/cgro/>.

Sommaire

2.1	L'observation du ciel gamma	27
2.2	Les sources d'émission diffuse	28
2.2.1	L'émission diffuse galactique	28
2.2.2	L'émission isotrope	30
2.2.3	L'émission γ terrestre	31
2.3	Les sources ponctuelles et étendues	32
2.3.1	Les pulsars (PSR)	33
2.3.2	Les nébuleuses de vent de pulsar (PWN)	35
2.3.3	Les vestiges de supernovae (SNR)	35
2.3.4	Les noyaux actifs de galaxie (AGN)	36
2.3.5	Émission gamma de la Lune	36
2.4	Les sources transitoires	37
2.4.1	Les sursauts gamma	37
2.4.2	Les éruptions solaires	38
2.4.3	Les flashes γ terrestres (TGF)	39

2.1 L'observation du ciel gamma

Si l'étude du ciel dans le domaine gamma a permis de compléter l'étude d'objets déjà connus dans d'autres longueurs d'ondes comme les pulsars (découverts dans le domaine radio [47]), elle a aussi permis la découverte d'objets inattendus tels que les bulles Fermi [33].

Un des buts actuels de l'astronomie gamma est de découvrir les mécanismes ainsi que les sources à l'origine de l'accélération des rayons cosmiques. Ces particules chargées sont sensibles aux champs magnétiques qui perturbent leur trajectoire au point qu'il devient presque impossible d'identifier directement leurs sites de production. Les photons étant dénués de charge, leur trajectoire n'est pas altérée par l'action de champs magnétiques. Ainsi, les photons produits par l'interaction des rayons cosmiques avec leur environnement peuvent nous renseigner sur la nature de leurs sites d'accélération, à condition de pouvoir justifier qu'ils aient été produits par l'effet des rayons cosmiques. L'étude du spectre gamma des candidats à l'accélération des rayons cosmiques doit permettre de répondre à cette question. En effet, la forme du spectre peut permettre de connaître la nature leptonique ou hadronique des mécanismes de production gamma. A l'heure actuelle les vestiges de supernovæ sont les candidats les plus sérieux à l'accélération des rayons cosmiques.

Une autre question à laquelle l'astronomie gamma peut prétendre partiellement répondre est celle de la matière noire. Les théories de matière noire ont été développées dans les années 30 afin d'expliquer certaines mesures astrophysiques comme, par exemple, la courbe de rotation des galaxies. La plupart des théories de matière noire font appel à des particules hypothétiques dites non-baryoniques. En théorie, si la masse du candidat à la matière noire est suffisante, l'annihilation de ces particules avec leurs antiparticules crée des photons gamma. Des excès de rayonnement gamma, inexplicable par des mécanismes astrophysiques classiques, seraient la signature indirecte de la présence de matière noire. Si un excès a bien été détecté au centre galactique par le LAT [34], il n'a pas encore pu être clairement identifié comme résultant de l'annihilation de matière noire. En effet une population non résolue de sources galactiques pourrait aussi expliquer un tel excès [35].

Lorsque l'on regarde une carte du ciel gamma comme celle présentée en figure 2.1, on constate que l'émission galactique diffuse domine. On observe aussi un certain nombre de sources ponctuelles présentes dans le plan galactique mais aussi hors de celui-ci. Ces sources et d'autres dont la contribution est plus importante à basse énergie seront décrites dans les sections suivantes.

2.2 Les sources d'émission diffuse

Plusieurs mécanismes contribuent à l'émission gamma diffuse : le rayonnement *bremsstrahlung*, le rayonnement inverse Compton, et la décroissance π^0 . Les sources non résolues par l'instrument contribuent également à source l'émission diffuse.

2.2.1 L'émission diffuse galactique

L'émission galactique diffuse [36] domine le ciel gamma. Au-delà de 50 MeV son intensité moyenne est 5 fois plus grande que celle de toutes les sources résolues

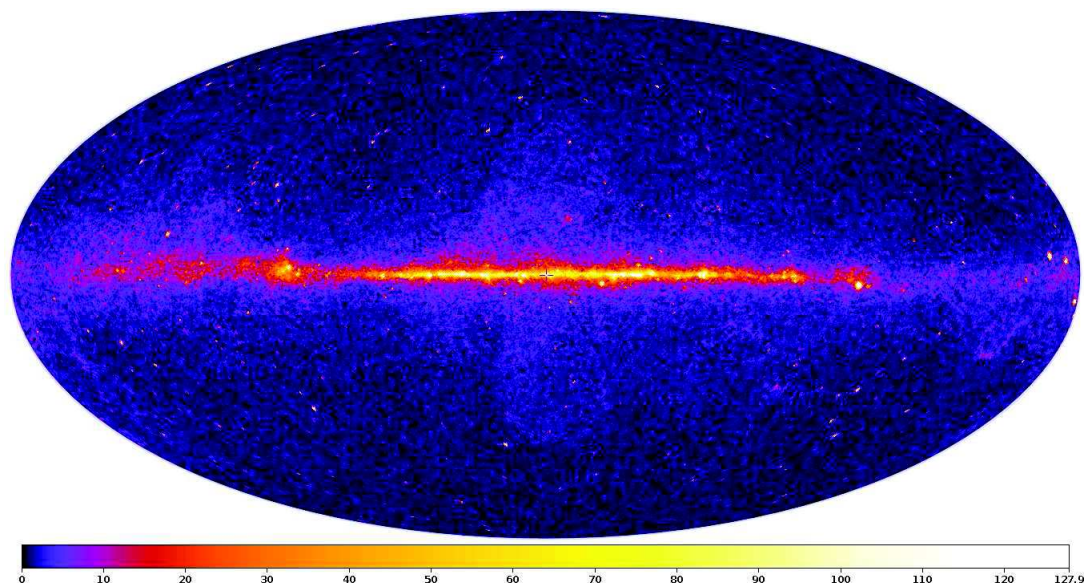


FIGURE 2.1 – Carte du ciel gamma au-delà de 5 GeV vu par le LAT, en projection AITOFF, construite à partir 4 ans de données. La barre de couleur indique le nombre de coups par pixels, chaque pixel mesure $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ et l'échelle de couleur est logarithmique

(ponctuelles et étendues¹). La modélisation de l'émission diffuse galactique est donc cruciale pour l'étude des sources galactiques pour lesquelles elle est considérée comme un bruit de fond. Les mécanismes principaux responsables de l'émission galactique sont au nombre de trois :

- la diffusion inverse Compton sur le champ de photons créé par les étoiles de la Galaxie et le CMB ;
- le rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*) d'électrons sur le gaz du milieu interstellaire (ISM²) ;
- la décroissance de pions neutre (π^0) produits lors de la collision de rayons cosmiques avec l'ISM.

Les deux derniers processus mettant en jeu l'ISM, il est important que ce dernier soit correctement décrit par le modèle. L'ISM est quasi uniquement composé de gaz. Afin de modéliser la distribution de ces gaz, la collaboration *Fermi*-LAT utilise des relevés de gaz à d'autres longueurs d'onde :

- le relevé composite de la galaxie de la raie à 21 cm du HI [37], et
- dans le cas du H_2 , qui ne peut être observé directement, on obtient un modèle à partir d'un relevé de CO [38].

1. voir section 2.3

2. ISM : *InterStellar Medium*

Pour le processus inverse Compton, on utilise GALPROP³ [39], un programme qui calcule la propagation des rayons cosmiques et l'émission diffuse induite par cette propagation. Le flux de rayons cosmiques variant en fonction de la distance au centre galactique les modèles utilisés sont divisés en anneaux galactocentriques. Les modèles spatiaux d'autres sources diffuses sont aussi ajoutés au modèle diffus galactique, comme les bulles Fermi [33] et Loop I⁴.

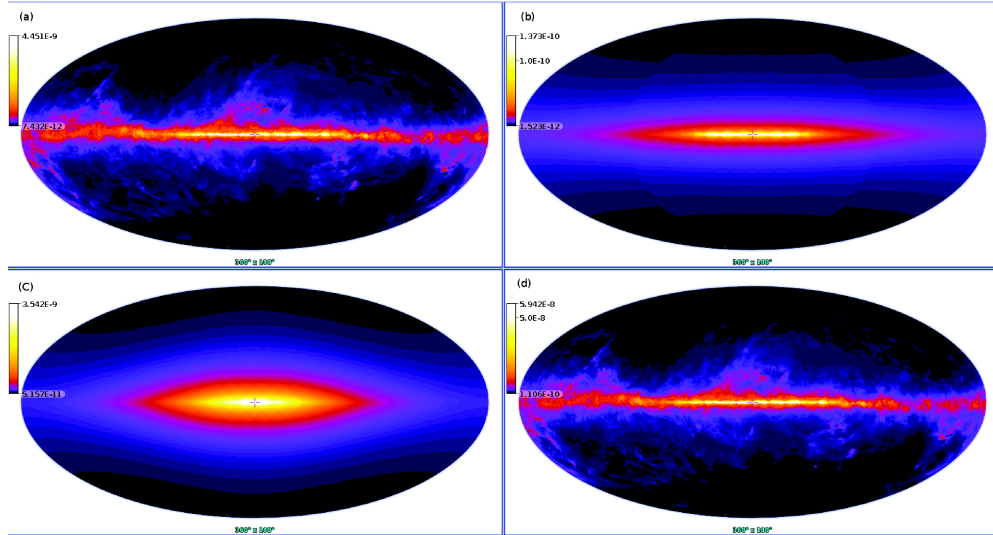


FIGURE 2.2 – Carte du flux différentiel de certaines des composantes du modèle d'émission diffuse galactique (en projection AITOFF) à 1 GeV utilisé et produit par la collaboration *Fermi*-LAT. (a) : *bremsstrahlung* sur le gaz neutre, (b) : *bremsstrahlung* sur le gaz ionisé, (c) : Inverse Compton, (d) : décroissance π^0 .

La figure 2.2 montre les cartes de flux différentiel (en $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$) prédites pour certaines composantes du modèle galactique. La résultante de ces modèles est visible en figure 2.3. Ce modèle final, utilisé pour l'ajustement des données du LAT donne de très bons résultats là où il est défini (entre 58 MeV et 513 GeV).

2.2.2 L'émission isotrope

La première composante de l'émission isotrope observée par le LAT est le fait de sources non résolues par le LAT, comme par exemple des AGN ou des sursauts gamma, dont la distribution est isotrope sur le ciel. Cette émission gamma peut aussi être liée à des processus d'émission diffuse tels que la formation de structures à grande échelle (amas de galaxies) [40]. La distribution de cette émission est isotrope [41]. A cette émission extragalactique de photons gamma s'ajoute une composante

3. <http://galprop.stanford.edu/>

4. Loop I est une superbulle (cavité dans le milieu interstellaire) créée sous l'effet de supernovæ et de vents stellaires. Elle est située à ~ 500 années-lumière de la Terre en direction du centre galactique.

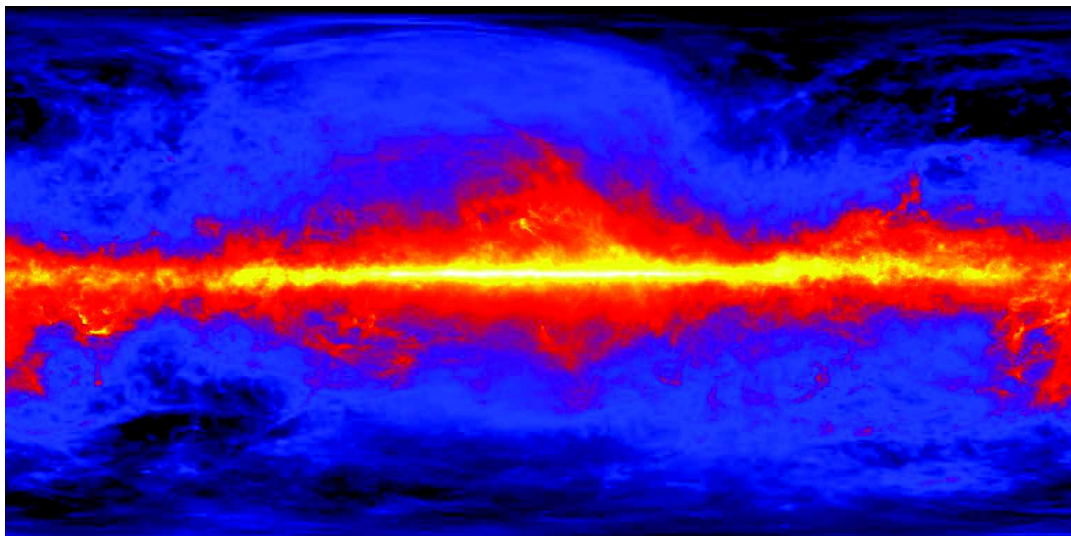


FIGURE 2.3 – Flux différentiel du modèle spatial final (en $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1} \text{sr}^{-1}$) pour l'émission diffuse galactique à 1 GeV utilisé pour l'analyse des données du LAT. L'échelle de couleur est logarithmique afin de faire ressortir les détails.

instrumentale liée à la réjection des rayons cosmiques. Il peut en effet arriver que des rayons cosmiques soient identifiés à tort comme des photons. Les rayons cosmiques étant des particules chargées, le champ magnétique galactique tend à dévier leurs trajectoires si bien qu'aux énergies observées par le LAT, la distribution des rayons cosmiques vue depuis la Terre est isotrope⁵. Il résulte ainsi de ces deux composantes une émission isotrope dont l'intensité est fonction du niveau de bruit de fond (rayons cosmiques) présent dans les données. On utilisera donc pour la décrire un modèle dépendant du type et de la classe d'événements⁶ considérée.

2.2.3 L'émission γ terrestre

L'émission gamma terrestre (EGT) résulte de l'interaction des rayons cosmiques sur l'atmosphère terrestre [42]. L'importance de cette émission dépend, dans un premier temps, des coupures effectuées sur les données. Pour la classe Pass 8 SOURCE, avec une coupure sur l'angle zénithal⁷ $z_{\text{max}}=100$, l'EGT est surtout importante aux énergies inférieures au GeV et en particulier à basse énergie ($E < 100 \text{ MeV}$), où elle constitue la source la plus brillante vue par le LAT. Deux stratégies sont possibles pour s'affranchir de l'émission γ terrestre : la modélisation ou la suppression via une plus forte coupure en angle zénithal ($z_{\text{max}}=70$ par exemple). Le modèle spatial fourni par la collaboration pour la modélisation de l'émission γ terrestre est montré

5. On verra néanmoins au chapitre 6 qu'une émission anisotrope persiste sous certaines conditions.

6. voir section 3.3.2

7. voir chapitre 3.

en figure 2.4. Cette morphologie de l'EGT s'explique par le fait que seuls les rayons cosmiques qui frappe l'atmosphère à incidence rasante et qui développe une gerbe profondément dans l'atmosphère, les photons se dirigeant dans le même sens que la gerbe, peuvent ressortir de l'atmosphère. Ceci conjugué aux effets d'exposition implique une morphologie en anneau suivant la déclinaison.

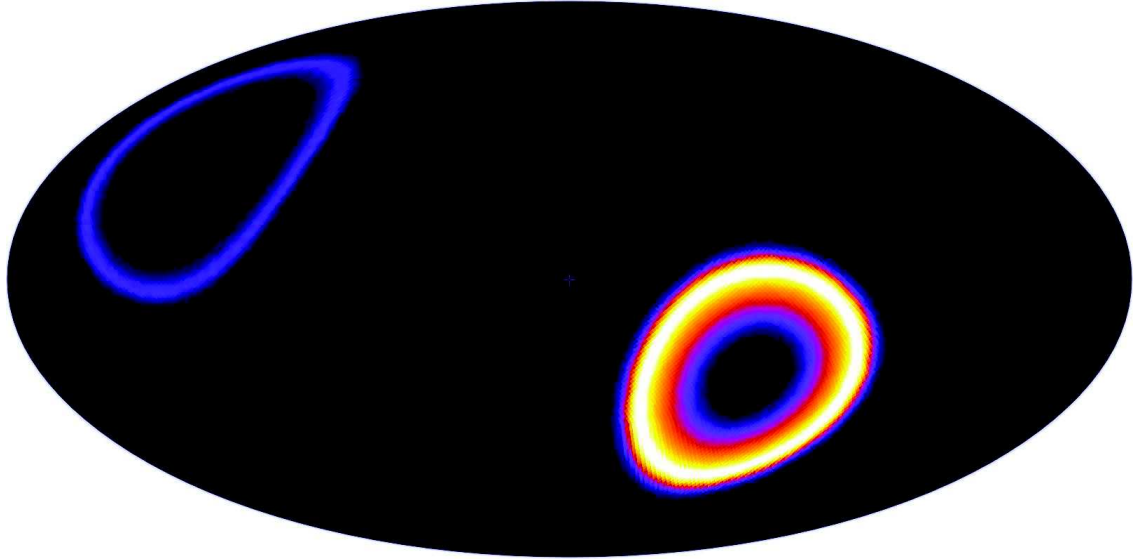


FIGURE 2.4 – Carte du flux différentiel pour l'émission γ terrestre à 1 GeV utilisé pour l'analyse des données du LAT. L'échelle de couleur est logarithmique. *Source* : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

2.3 Les sources ponctuelles et étendues

Le dernier catalogue réalisé par la collaboration *Fermi*-LAT entre 100 MeV et 300 GeV utilise 4 ans de données et recense 3033 sources dont on pense que seulement 78 (2.5%) sont potentiellement des faux-positifs dus à des imperfections du modèle diffus. Ce catalogue appelé *Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog* [44], abrégé en 3FGL, est le plus profond réalisé dans cette gamme d'énergie. De par la construction du modèle diffus utilisé [46], le catalogue 3FGL ne contient que des sources ponctuelles ou des sources étendues dont l'extension spatiale est inférieure à 2 degrés. Ces sources étendues, au nombre de 25 dans le catalogue 3FGL, et qui ont fait l'objet d'analyses dédiées en dehors du système de production du catalogue, sont décrites par un modèle spatial spécifique, à la différence des sources ponctuelles qui sont décrites par un point convolué à la résolution angulaire de l'instrument. La plupart des sources répertoriées dans ce catalogue sont des sources extragalactiques (AGN, voir section 2.3.4). Les sources galactiques répertoriées dans le 3FGL sont

majoritairement des pulsars (voir 2.3.1). Le LAT a également observé, entre autres, des nébuleuses de vent de pulsars et des vestiges de supernovæ. La figure 2.5 montre la position et le type de toutes les sources contenues dans le catalogue 3FGL.

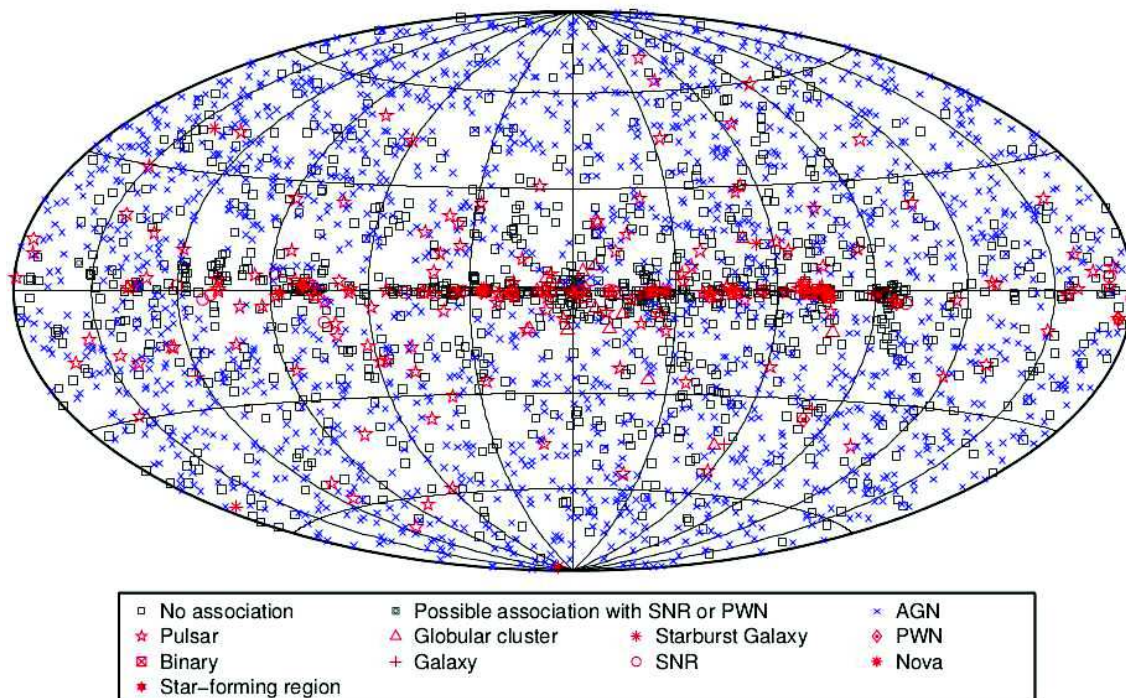


FIGURE 2.5 – Carte du ciel en projection AITOFF [44], montrant la répartition des 3033 sources du catalogue 3FGL. Le type des sources est donné par la légende ci-dessus.

2.3.1 Les pulsars (PSR)

Les pulsars sont des objets astrophysiques qui ont la particularité d'émettre un signal pulsé dont ils tirent leur nom. Le premier pulsar fut découvert de manière fortuite en 1968 par Jocelyn Bell, dans le domaine radio [47]. On sait depuis que les pulsars émettent aussi dans d'autres domaines du spectre électromagnétique, comme le domaine gamma. Le catalogue 2PC [48], établi à partir de 3 ans de données du LAT, recense déjà 117 pulsars, classés suivant trois catégories : les pulsars *radio loud*, les pulsars *radio quiet* et les pulsars millisecondes. Les pulsars *radio loud* sont des pulsars émettant dans le domaine gamma mais aussi dans le domaine radio à la différence des pulsars *radio quiet* pour lesquels on n'observe pas d'émission dans le domaine radio. Les pulsars millisecondes sont des pulsars dont la période de rotation est brève, la réaccélération du pulsar étant causée par un phénomène d'accrétion. La figure 2.6 montre la décroissance de la période de rotation (*spin down*) en fonction

de la période de rotation, pour les pulsars *radio loud* (points verts), les pulsars *radio quiet* (carrés bleus) et les pulsars millisecondes (triangles rouges). On remarque que les pulsars millisecondes forment une population à part sur ce diagramme qui se caractérise par une faible période de rotation, qui est également bien plus stable que pour les deux autres classes : elle diminue d'environ 10^{-20} secondes par seconde.

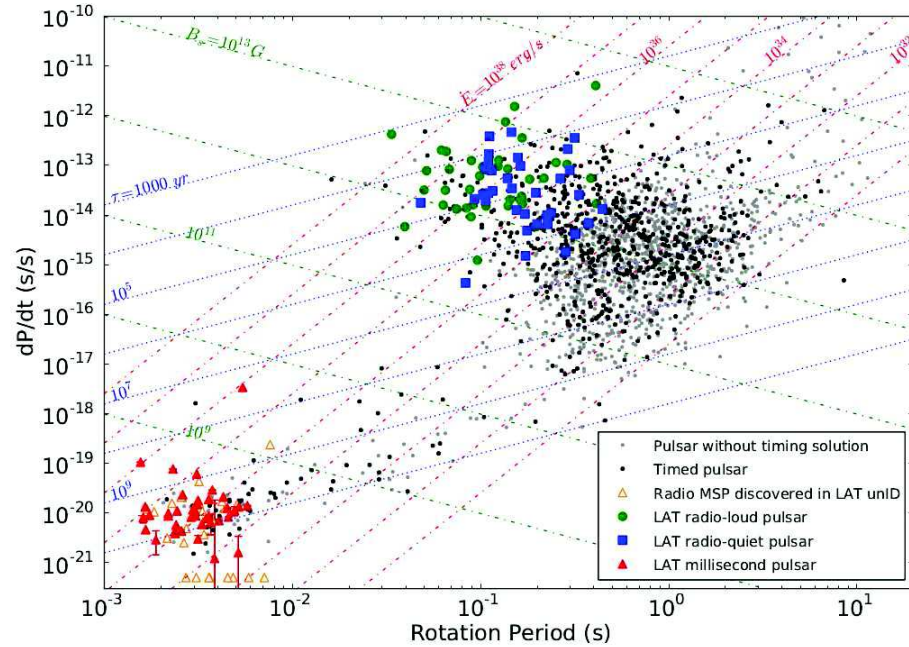


FIGURE 2.6 – Décroissance de la période de rotation (*spin down*) en fonction de la période de rotation [48], pour les pulsars *radio loud* (points verts), les pulsars *radio quiet* (carrés bleus) et les pulsars millisecondes (triangles rouges).

Une année d'observation supplémentaire a permis d'étendre la liste des pulsars⁸ identifiés par analyse de leurs pulsations, à 143 objets de $TS > 25$. La liste des pulsars observés avec le LAT est mise à jour régulièrement par la collaboration⁹. Dans certains cas, lorsqu'une étoile massive arrive en fin de vie, elle produit une supernova (voir section 2.3.3) qui a pour effet l'augmentation dramatique de la densité du corps central ($\sim 10^{15} \text{kg/cm}^3$) et forme un objet compact, une étoile à neutrons ou un trou noir. Les étoiles à neutrons, dont le champ magnétique typique est de l'ordre de 10^8 à 10^{14}G ¹⁰, sont en rotation rapide. Dans ces conditions, un faisceau d'émission se crée suivant l'axe magnétique (qui est souvent différent de l'axe de rotation du pulsar). Si ce faisceau en rotation pointe dans le champ de vue d'un observateur, il mesurera une émission radio (pulsars *radio loud*), dans le cas contraire aucune émission radio

8. voir 3FGL [44] (Table 6)

9. <https://confluence.slac.stanford.edu/display/GLAMCOG/Public+List+of+LAT+Detected+Gamma-Ray+Pulsars>

10. 1 Gauss (G) = 10^{-4} Tesla (T), à titre de comparaison le champ magnétique d'une étoile de type solaire est de 1 G

ne sera observée (pulsars *radio quiet*). Les scénarios expliquant l'émission gamma des pulsars sont toujours débattus mais ils font tous intervenir l'accélération de particules chargées dans la magnétosphère du pulsar. Le scénario "*polar cap*", prédit que les électrons arrachés de la surface de l'étoile à neutrons sont accélérés, par le fort champ électrique présent dans les régions polaires de l'étoile à neutron, le long des lignes de champs magnétiques ouvertes, donnant alors lieu à une émission de rayonnement synchrotron. Le scénario "*outer gap*" est similaire au précédent en terme de processus d'émission gamma, la zone d'extraction des électrons n'est, par contre, pas la même. Lorsque l'on étudie un pulsar avec le LAT il est courant de tracer son phasogramme. A partir d'observations d'un pulsar on en déduit sa période. On peut alors relier le temps d'arrivée de chaque photon à une fraction (entre 0 et 1) de la période du pulsar. Cette grandeur est appelée "phase". Si l'on construit l'histogramme des phases du pulsar, comme le montre la figure 4.2.3 (dans le cas de Vela), on observe des pics, correspondant au maximum d'émission du pulsar (ON) et des plateaux correspondant au minimum (OFF). La partie ON contient du bruit de fond¹¹ et le signal du pulsar¹², tandis que la partie OFF ne contient que du bruit de fond. En sélectionnant les plages ON et OFF on peut isoler l'émission pulsée. Cette technique dite "ON-OFF" sera utilisée à la section 4.2.3.

2.3.2 Les nébuleuses de vent de pulsar (PWN)

Une nébuleuse de vent de pulsar, appelée PWN (*Pulsar Wind Nebula* en anglais), est créée et entretenue par la propagation de particules relativistes provenant du pulsar dans le milieu interstellaire. Ces particules se propageant à des vitesses supérieures à celle du son dans le milieu forment une onde de choc, cette onde délimite la PWN. Les mécanismes d'émission gamma à l'œuvre dans une PWN sont généralement le rayonnement Compton inverse et le rayonnement *bremsstrahlung*.

2.3.3 Les vestiges de supernovae (SNR)

Lorsqu'une étoile explose, ses couches extérieures sont projetées dans le milieu interstellaire. L'onde de matière expulsée par l'explosion se propage alors bien au-delà de la zone qu'occuperait une nébuleuse de vent de pulsar. C'est ce choc qui forme l'enveloppe du vestige de supernovæ, souvent appelé SNR¹³. Les causes de l'explosion peuvent être diverses et ont donné lieu à une classification des supernovæ. L'étude des vestiges de supernovæ a connu un intérêt croissant ces dernières années car ceux-ci sont suspectés d'être des sources efficaces d'accélération des rayons cosmiques via les mécanismes de Fermi I [49] et II [50]. Le mécanisme de Fermi I, encore appelé mécanisme de Fermi du premier ordre, permet d'accélérer des particules chargées à des vitesses relativistes. Lors de l'explosion d'une supernova, une

11. émission non pulsée

12. émission pulsée

13. Acronyme de *SuperNova Remnant*.

onde de choc se forme. En amont et en aval de ce choc il existe des inhomogénéités du champ magnétique sur lesquelles les particules peuvent se réfléchir. A chaque fois qu'une particule traverse le choc elle gagne une énergie proportionnelle à la vitesse du choc, d'où le terme de mécanisme du premier ordre. La distribution spectrale des particules chargées ainsi accélérées est, dans la version la plus simple de la théorie, une loi de puissance (voir section 6.3.1). Le mécanisme Fermi II, ou mécanisme de Fermi du second ordre repose sur le déplacement de miroirs magnétiques (par exemple un nuage interstellaire magnétisé). Si une particule se déplace dans le même sens que le miroir magnétique (collision *head to tail*) elle perdra de l'énergie mais dans le cas opposé (collision *head to head*) elle gagnera de l'énergie. Fermi a su montrer [50] qu'en moyenne le gain d'énergie est positif et qu'il est proportionnel au carré de la vitesse du miroir magnétique, d'où le terme de mécanisme du second ordre.

2.3.4 Les noyaux actifs de galaxie (AGN)

La plupart des galaxies abritent en leur centre un trou noir super-massif (la galaxie M33 ferait exception d'après [51]). Si dans certains cas, comme pour la Voie Lactée de nos jours, le trou noir central est inactif, il n'en va pas toujours de même. Certaines galaxies présentent une activité intense, qui peut se manifester par des épisodes d'émission appelés *flares*. Ce sont donc des sources variables. Les noyaux de galaxie actives sont les sources les plus nombreuses du ciel gamma vu par le LAT. Ils composent en effet près de 60% des sources contenues dans le catalogue 3FGL.

2.3.5 Émission gamma de la Lune

La Lune est à ce jour le seul corps solide du système solaire dont l'émission gamma ait pu être détectée depuis la Terre. C'est EGRET qui l'observa le premier en 1997 [52]. A l'aide des données accumulées au cours de sa première année d'observation, le LAT a été capable de détecter une émission gamma provenant de la Lune [53]. Cette émission est due à l'interaction de rayons cosmiques frappant la surface de la Lune à incidence rasante. En effet les rayons cosmiques frappant la surface à incidence normale produisent leurs gerbes assez profondément dans le régolite¹⁴, ce qui empêche la majorité des rayons gamma de s'échapper. Les phénomènes principaux responsables de cette émission sont : la production par le rayonnement cosmique puis la décroissance de π^0 , l'émission *bremsstrahlung* par des électrons et la diffusion inverse Compton de photons secondaires [53]. La figure 2.7 montre la carte des coups dans un référentiel centré sur la Lune, mesurée par le LAT avec un an de données. la figure 2.8 montre quand à elle la SED de l'émission de la Lune telle que mesurée dans [54].

14. Le régolite est le nom donné au matériau recouvrant la surface de la Lune.

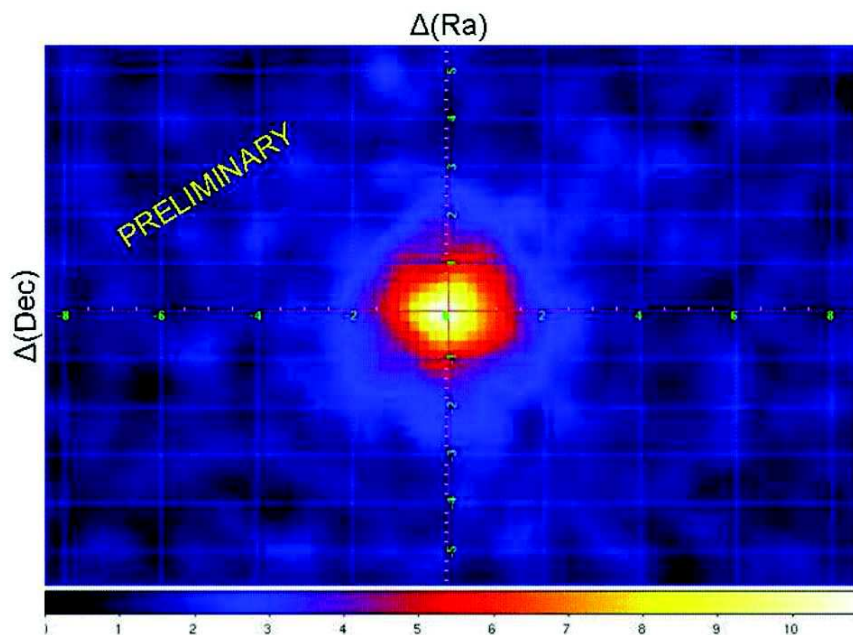


FIGURE 2.7 – Carte des coups dans un référentiel centré sur la Lune pour un an de données d'énergie $E > 100$ MeV. Chaque bin est un carré de 0.2 degrés de coté et la carte est lissée par une gaussienne de rayon 2 pixels. L'échelle de couleur est linéaire. [53].

2.4 Les sources transitoires

Même si certaines des sources vues jusqu'à présent peuvent présenter une variabilité de leur émission, elles restent observables en permanence. Hormis ce type de source, le LAT a aussi observé des événements ponctuels : des événements se produisant sur une courte période de temps (quelques millisecondes à quelques jours) et qui ne peuvent plus ensuite être observés.

2.4.1 Les sursauts gamma

Les sursauts gamma ont été découverts de manière fortuite le 2 juillet 1967 lorsque la constellation de satellites militaires américains *VELA*, chargée de détecter depuis l'espace les rayons gamma émanant d'explosions nucléaires au sol, identifia un signal provenant de l'espace. On sait à présent qu'il s'agissait d'un phénomène naturel appelé sursaut gamma (**GRB**¹⁵). En 10 ans d'observation *VELA* a détecté 73 flashes, localisés hors de notre système solaire. Par la suite l'expérience en orbite *BATSE*¹⁶ à bord du satellite *CGRO*¹⁷ a mesuré une distribution isotrope des sur-

15. GRB : *Gamma Ray Burst*

16. *BATSE* : *Burst And Transient Source Experiment*

17. *CGRO* : *Compton Gamma Ray Observatory*

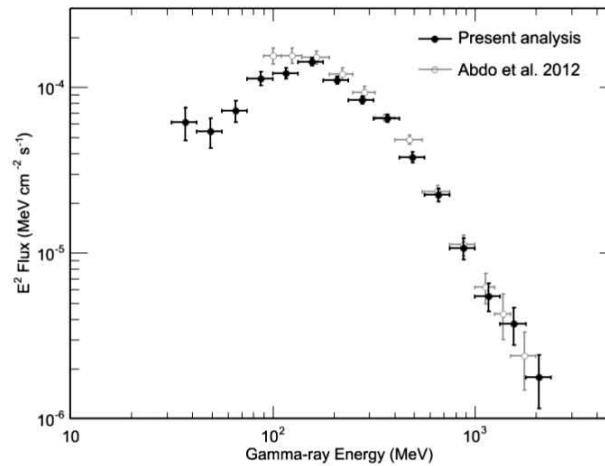


FIGURE 2.8 – SED de l’émission gamma de la Lune telle que mesurée dans [54].

sauts gamma sur le ciel, qui indiquent fortement une origine extragalactique des GRB. Les observations de BATSE ont aussi permis d’observer que les GRB sont répartis en deux classes : les sursauts courts, dont la durée est inférieure à 2 secondes et les sursauts longs. Si l’émission gamma est brève, les sursauts gamma sont accompagnés d’une émission à d’autres longueurs d’onde (rayons X, visible, infrarouge et radio) que l’on appelle rémanences (*afterglows*). La détection de ces rémanences par le satellite BeppoSAX [55], a permis une localisation plus précise des GRB et notamment leur association avec des galaxies lointaines, prouvant ainsi définitivement leur origine extragalactique. Le scénario standard, bien que toujours débattu, explique les GRB longs par l’effondrement d’une étoile super-massive (collapsar). On pense que l’effondrement gravitationnel d’une étoile de type Wolf-Rayet¹⁸ donne naissance à un disque d’accrétion en rotation rapide autour d’un trou noir de masse stellaire que l’on appelle moteur central du sursaut. Pour les sursauts courts le moteur central est supposé être lié à la coalescence d’un système binaire compact. Les jets relativistes formés alors créent des chocs avec le milieu interstellaire (chocs externes, des chocs internes sont également possibles). Les électrons accélérés à très hautes énergies par ces chocs émettent alors un rayonnement synchrotron suivant une loi de puissance [4].

2.4.2 Les éruptions solaires

Avant de parler du Soleil comme source transitoire, il est bon de rappeler que le Soleil est aussi une source stationnaire de rayon gamma. Les rayons gamma peuvent être produits en permanence par le Soleil de plusieurs manières :

- Du fait de la décroissance de pions, produite par l’interaction de protons du

¹⁸. Une étoile Wolf-Rayet est une étoile chaude, super-massive et évoluée présentant un taux de perte de masse très élevé.

rayonnement cosmique avec l'atmosphère solaire.

- Ou encore via l'interaction d'électrons du rayonnement cosmique sur les photons optiques émis par le Soleil (processus Compton inverse).

A cette émission constante, s'ajoute une émission transitoire, qui est associée aux éruptions solaires et aux éjections de masse coronale. Au-dessus de 30 MeV, c'est principalement la décroissance de pions qui est responsable de l'émission gamma transitoire, bien que des électrons accélérés au-delà de 300 MeV puissent aussi contribuer à l'émission via le rayonnement de freinage [57].

2.4.3 Les flashes γ terrestres (TGF)

Une autre source transitoire de rayonnement gamma détectée par le LAT provient de la terre. Lors de violents orages, les champs électriques élevés sont susceptibles d'accélérer des électrons relâchés lors de l'ionisation locale de l'atmosphère par un éclair. Ces électrons relativistes sont alors freinés par l'atmosphère et émettent des rayons gamma via rayonnement *bremsstrahlung*. Les flashes gamma ainsi produits sont brefs (inférieurs à quelques millisecondes), mais sont détectables par le GBM [58] et le LAT [59].

Les sources présentées dans ce chapitre constituent la majorité des sources détectées par le LAT. On cherchera à modéliser les sources diffuses au chapitre 6.2, afin d'obtenir un modèle de fond à basse énergie. On pourra alors chercher à étudier les sources ponctuelles présentes à basse énergie en se basant sur certaines des sources contenues dans le premier catalogue COMPTEL [24].

Deuxième partie

Instrument et outils d'analyse

Le *Large Area Telescope* (LAT)

Sommaire

3.1	Le satellite <i>Fermi</i>	43
3.2	L'instrument LAT	48
3.2.1	Le Trajectographe (TKR)	48
3.2.2	Le Calorimètre (CAL)	49
3.2.3	Le détecteur à antikoïncidence (ACD)	50
3.3	L'algorithme de reconstruction	50
3.3.1	L'algorithme de reconstruction de Pass 8	50
3.3.2	Classes d'événements, types d'événements et performances	54
3.4	Données et Monte Carlo	55
3.4.1	Monte Carlo	56
3.4.2	Données	58

3.1 Le satellite *Fermi*

Le satellite *Fermi*, lancé le 11 juin 2008, a pour objet l'étude du ciel gamma. Placé sur une orbite circulaire à ~ 565 km d'altitude inclinée de 25.6° (voir figure 3.1), qu'il parcourt en 96.5 minutes avec une période de précession de 55.3 jours, *Fermi*, aussi appelé GLAST (*Gamma-ray large Area Space Telescope*) avant son lancement, observe la totalité du ciel en environ 3 heures, soit 2 orbites. Au cours des années et en fonction des objets étudiés par *Fermi*, plusieurs stratégies d'observations ont été mises en place. *Fermi* peut par exemple rester pointé sur une partie du ciel afin de maximiser l'exposition de cette région. La plupart du temps, la stratégie d'observation de *Fermi* est différente : en plus d'orbiter autour de la Terre, le satellite

effectue un mouvement de balancement par rapport à l'axe centre de la Terre/centre du LAT (appelé axe zénithale ou zénith), d'un certain angle appelé *rocking angle*. D'une valeur de 30 degrés au début de la mission le *rocking angle* à été porté à 50 degrés le 3 septembre 2009 afin de diminuer la température des batteries du satellite, augmentant ainsi leur durée de vie. Cette stratégie d'observation est appelée *survey-mode* car elle permet un balayage complet du ciel toutes les 3 heures.

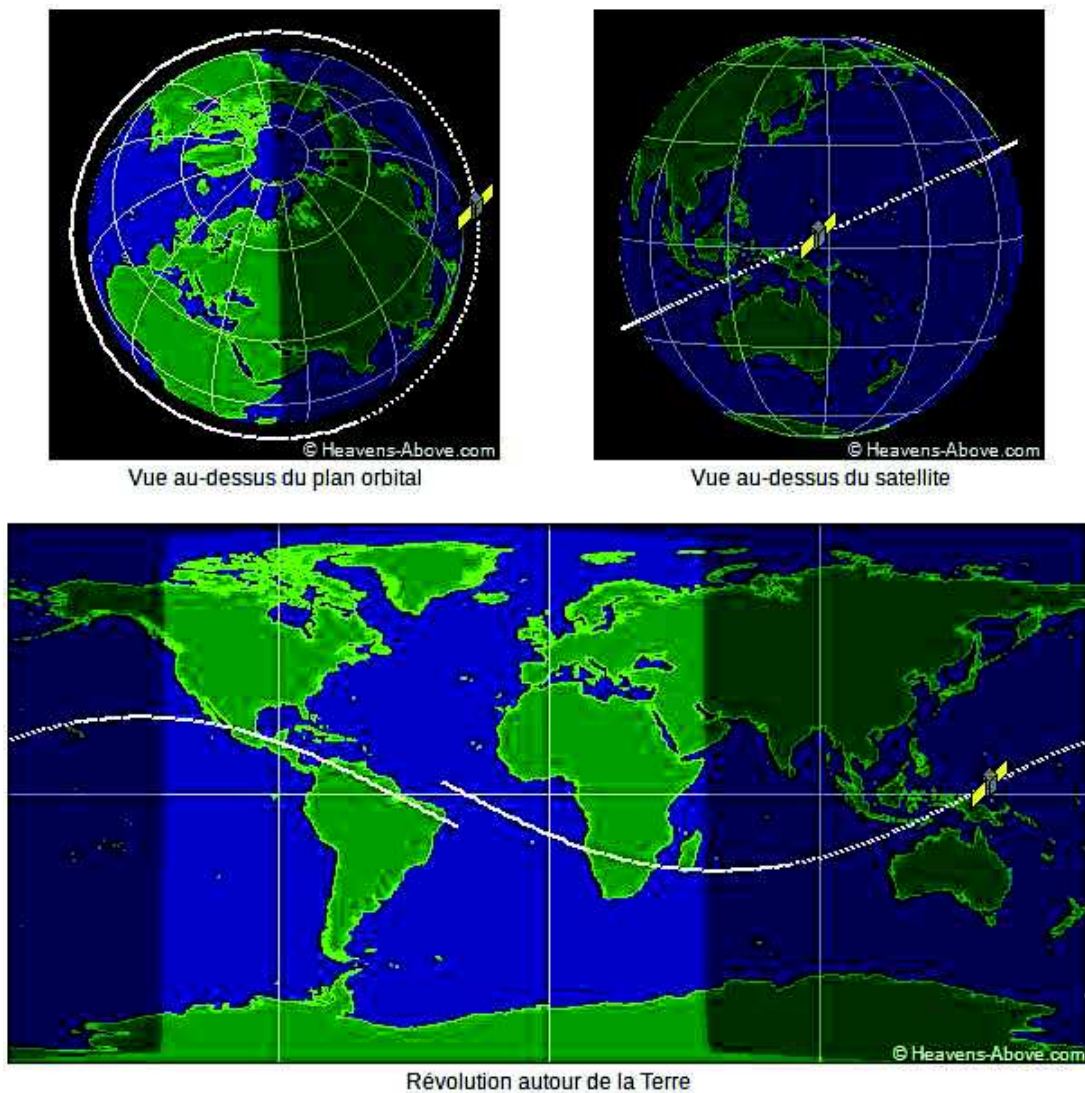


FIGURE 3.1 – Cette figure montre sous plusieurs angles l'orbite du satellite *Fermi* autour de la Terre. L'orbite ouverte s'explique par la précession de l'orbite de *Fermi* dont la période est de 53.4 jours. *Source* : <http://www.heavens-above.com>

Au cours de son orbite, le satellite *Fermi* passe en moyenne 15% de son temps dans l'anomalie magnétique de l'atlantique sud (SAA¹). Cette zone visible sur la figure 3.2 naît là où la ceinture de Van Allen (la ceinture de particules chargées piégées par le champ magnétique terrestre) est la plus proche de la surface de notre planète. Cette proximité s'explique par la différence entre l'axe magnétique et l'axe de rotation de la Terre. Cette zone présente un fort taux de radiation et empêche toute exploitation des données *Fermi*, causant ainsi une perte d'exposition.

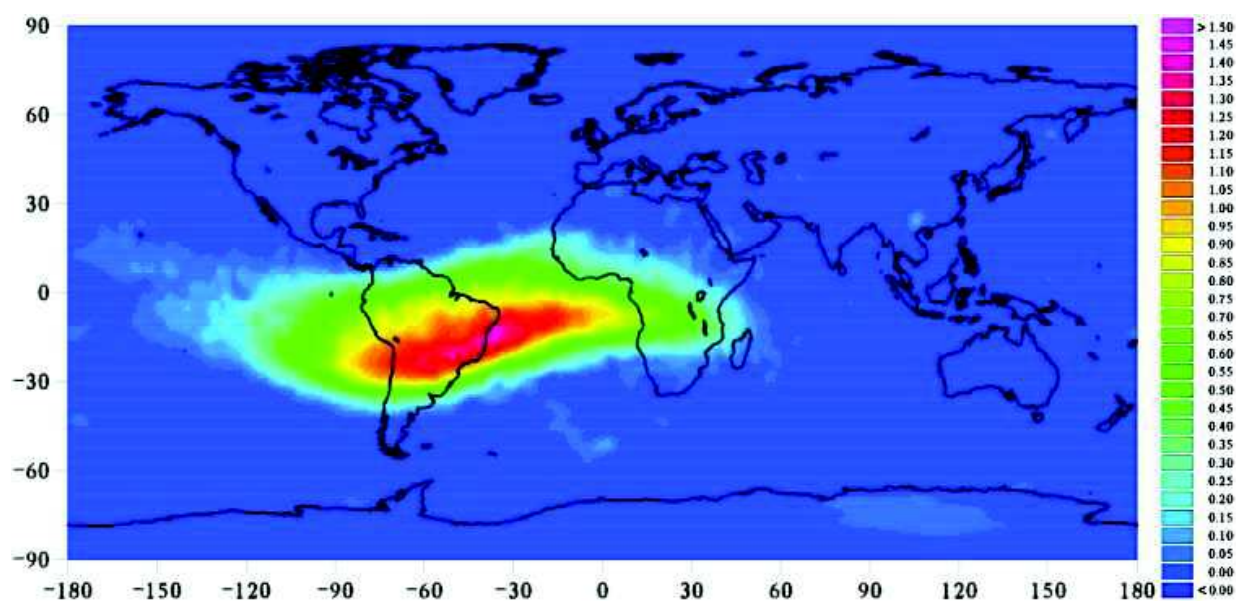


FIGURE 3.2 – L'anomalie magnétique sud atlantique observée entre 2002 et 2004 par l'instrument Doris à bord du satellite Jason-1 [60].

Le satellite *Fermi* abrite deux instruments (voir figure 3.4) exploités par deux collaborations distinctes : *Fermi* LAT et *Fermi* GBM.

Le GBM [61] pour *Gamma-ray Burst Monitor*, est un instrument utilisé dans l'étude des sources transitoires telles que les sursauts gamma ou les éruptions solaires. Il est composé de 12 détecteurs à scintillation en Iodure de Sodium (NaI) et de deux détecteurs à scintillation en Germanate de Bismuth (BGO). Les détecteurs en NaI assurent la détection à basse énergie (de quelques keV à environ 1 MeV) et permettent la localisation des sursauts gamma. Les détecteurs en BGO eux, couvrent une

1. SAA : South Atlantic Anomaly

gamme d'énergie supérieure (d'environ 150 keV à 30 MeV) qui recouvre partiellement la première, permettant ainsi l'intercalibration des deux types de détecteurs. Les détecteurs NaI et BGO fonctionnent sur le même principe : lorsqu'un photon traverse le matériau actif (NaI ou BGO), un flash de lumière visible est émis. Il est ensuite détecté par un ou plusieurs photomultiplicateurs suivant le détecteur. Les 12 détecteurs NaI sont disposés autour de *Fermi* (3 par face) et orientés de manières différentes (voir figure 3.3), afin de pouvoir observer à chaque instant tout le ciel non occulté, maximisant ainsi la probabilité de détection d'un sursaut gamma. C'est aussi grâce à ces détecteurs que l'on parvient à identifier la direction d'arrivée des photons gamma. Les détecteurs BGO sont positionnés de part et d'autre du télescope et couvrent la quasi-totalité du ciel.

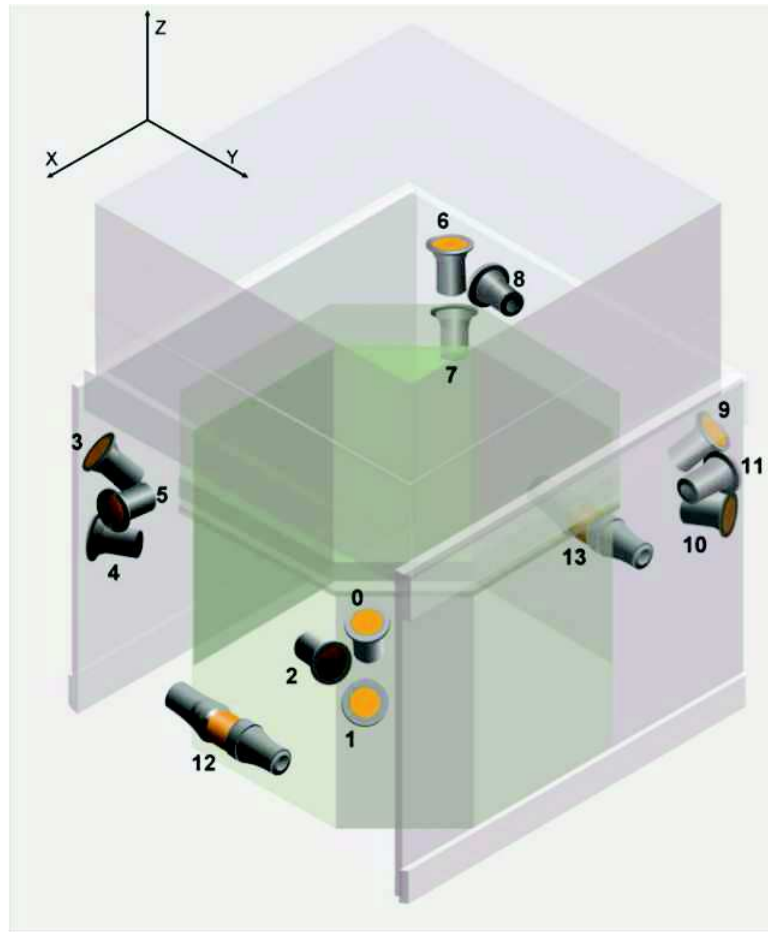


FIGURE 3.3 – Positionnement des détecteurs NaI (numérotés de 0 à 11) et BGO (12-13) embarqués à bord du satellite *Fermi*. Ces détecteurs constituent le GBM : *Gamma-ray Burst Monitor* [61].

L'instrument LAT [62], pour *Large Area Telescope* (voir figure 3.5), est destiné à l'étude du ciel gamma dans un domaine de 20 MeV à plus de 300 GeV. Ses objets

d'étude sont très variés (émission galactique diffuse, reste de supernovæ, ...) et il a permis un certain nombre de découvertes, comme par exemple celle des bulles *Fermi*. Le LAT est un télescope à conversion de paire, décrit ci-après, composé de 4x4 tours identiques contenant chacune un trajectographe (TKR) et un calorimètre (CAL). L'ensemble est recouvert par un détecteur à anticoincidence (ACD). Par principe, un télescope à conversion de paire convertit un photon (particule neutre) en une paire de particules chargées (électron-positron) facilement détectable. Cette méthode est donc indirecte dans le sens où elle utilise la détection de particules chargées pour "voir" les photons gamma. Cette technique implique donc d'être capable de déduire la direction incidente et l'énergie d'un photon à partir des informations collectées par l'instrument sur les particules générées lors de la conversion de paire. C'est l'algorithme de reconstruction qui remplit cette fonction. L'instrument *Fermi*-LAT est au cœur de ce travail de thèse et il sera présenté en détail dans les paragraphes suivants.

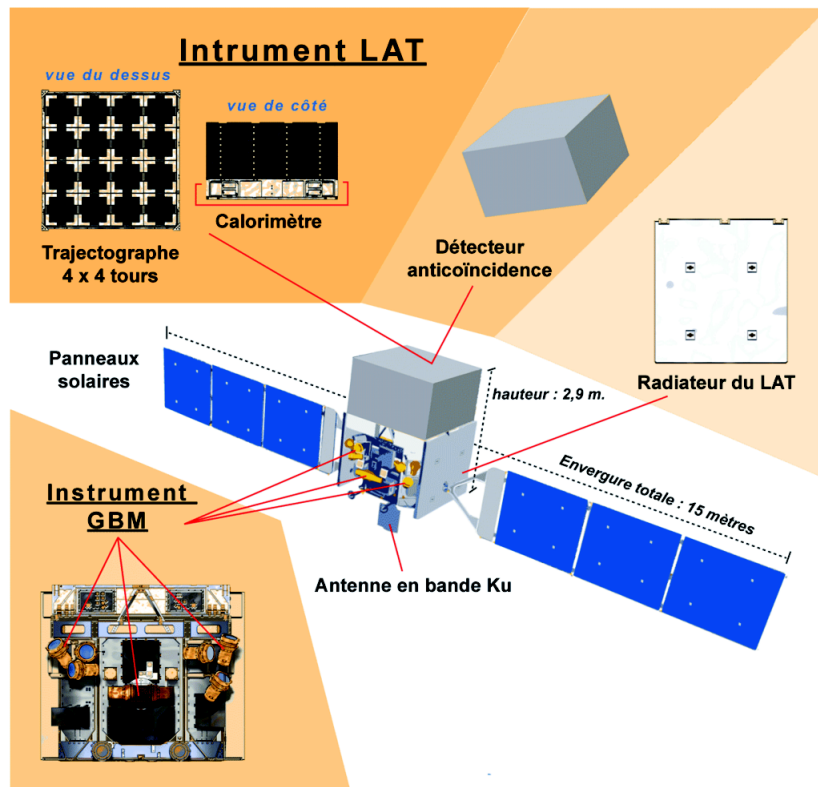


FIGURE 3.4 – Cette figure montre de manière schématique les différents instruments du satellite *Fermi* ainsi que les sous-systèmes du LAT, et permet de voir de quelle manière ils sont intégrés au satellite.

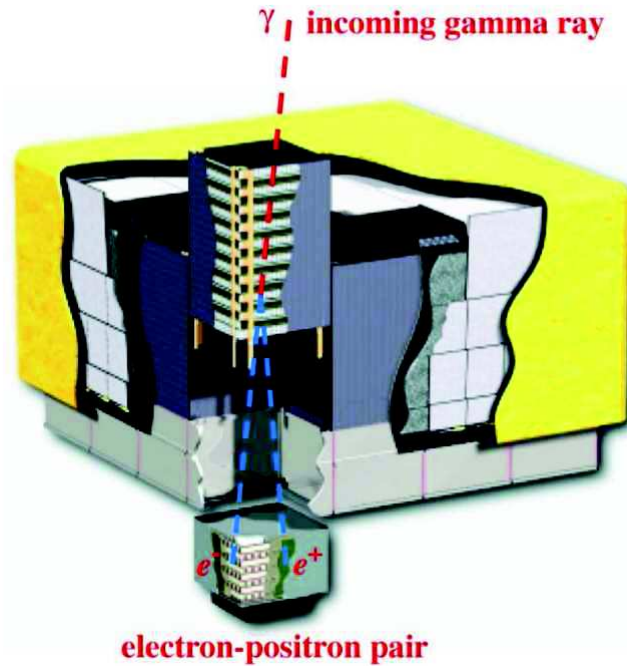


FIGURE 3.5 – Cette figure [62] montre une vue schématique du LAT et de ses sous-systèmes : l'ACD est visible en dessous d'une couverture thermique représentée en jaune sur le schéma. Une tour est présentée en vue éclatée avec dans sa partie haute, le trajectographe où un photon gamma se convertit en une paire électron positron, et dans sa partie basse le calorimètre, où l'électron et le positron déposent leur énergie.

3.2 L'instrument LAT

3.2.1 Le Trajectographe (TKR)

Le trajectographe [65] est composé de 16 couches alternées de tungstène et de 18 couches de détecteurs en silicium. Chaque couche permet la localisation en x, y ² de particules chargées. La coordonnée z est connue par le numéro de la couche activée.

Lorsqu'un photon gamma pénètre dans le trajectographe il se convertit le plus souvent sur l'une des couches de tungstène en une paire électron positron. En effet le tungstène est un matériau de Z élevé ($Z=74$) qui favorise la création de paires au-delà de 10 MeV environ (voir section 1.3.1). Il arrive de manière marginale que la conversion se produise dans le silicium. La trajectoire de l'électron et du positron est alors déterminée par les plans *trackers*³ et permet de reconstruire la direction du photon incident. Le trajectographe est divisé en deux régions : une région dite FRONT et une région dite BACK. Dans la région FRONT qui est composée des 12 premiers

2. Le référentiel du LAT est donné à la figure 3.6

3. On appelle plan *trackers* un ensemble de deux couches de silicium agencées l'une suivant x et l'autre suivant y .

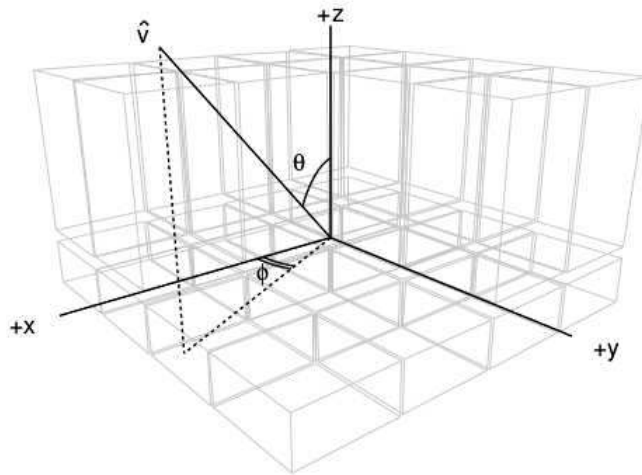


FIGURE 3.6 – Référentiel du LAT [64], dont l'origine est à l'interface entre le trajectographe et le calorimètre. L'angle incident d'un photon v est appelé θ . L'angle ϕ complète l'information sur la direction incidente du photon.

plans *trackers*, la conversion est assurée par de fines feuilles de tungstène (d'épaisseur 0,03 fois la longueur de radiation) alors que dans la région BACK, composée des 4 plans restants, ces feuilles de tungstène sont 6 fois plus épaisses. Cette séparation en deux régions vise à concilier deux effets antagonistes. En effet, plus la feuille de conversion est épaisse et plus la résolution angulaire est faible (diffusions multiples dans le tungstène) mais meilleure est la probabilité de conversion. En séparant le trajectographe en deux, on dispose donc de données de meilleure résolution angulaire (données FRONT) et de données avec un meilleur taux de conversion (données BACK). Il est possible d'effectuer une sélection lors du traitement des données afin de ne conserver que les événements FRONT, BACK ou ALL (=BACK+FRONT). Enfin, les deux derniers plans *trackers* ne comportent pas de matériau de conversion. En effet, une des conditions pour qu'un événement soit enregistré est qu'il soit détecté par 3 plans *trackers* ce qui n'est pas possible si la conversion se passe dans l'un des deux derniers plans. Cela a aussi pour avantage de limiter le *backsplash* (voir section 3.2.3) là où il est le plus dangereux, c'est-à-dire à proximité du CAL dans le TKR.

3.2.2 Le Calorimètre (CAL)

Les électrons et les positrons qui finissent par atteindre le calorimètre y déposent tout ou partie de leur énergie. La mesure de cette énergie permet ensuite d'en déduire l'énergie du photon incident. Le calorimètre est composé d'iodure de césium dopé au tellure, un matériau ayant la particularité d'émettre un flash de lumière dont l'intensité est proportionnelle à l'énergie déposée par les particules. Chaque module du calorimètre comporte 96 cristaux de CsI(Tl) d'une taille de 2.7 cm x 2.0 cm x

32.6 cm. Ces cristaux sont optiquement isolés les uns des autres et répartis en 8 couches de 12 cristaux chacune. La répartition des cristaux à 90 degrés de ceux de la couche suivante, permet d'obtenir un réseau x-y de détection, auquel s'ajoute la coordonnée z repérée par le numéro de la couche comme pour le trajectographe. La reconstruction spatiale des gerbes électromagnétiques dans le calorimètre est ainsi rendue possible.

3.2.3 Le détecteur à antikoïncidence (ACD)

Le détecteur à antikoïncidence (ACD) recouvre le TKR et le CAL. Il permet la réjection des signaux dus aux rayons cosmiques. L'ACD permet de discriminer les particules chargées avec une efficacité de 99,97%, ce qui en fait le premier élément de réjection de rayons cosmiques du LAT. Il est important de remarquer que, du fait de la présence de l'ACD, un problème connu sous le nom de *backsplash effect* peut apparaître. L'effet est le suivant : un rayon gamma pénètre dans le calorimètre et y développe une gerbe électromagnétique. Une petite fraction des particules chargées de la gerbe va interagir avec l'ACD ce qui a pour conséquence la mise en place d'un veto, alors que la particule incidente était bien un photon gamma. Ce problème avait déjà été identifié sur EGRET (le prédécesseur de *Fermi*) où il avait causé une perte d'efficacité d'environ 50% à $E > 10$ GeV. Afin de limiter la perte de données due au *backsplash effect*, les concepteurs du LAT ont divisé l'ACD en plusieurs segments ce qui permet d'ignorer le veto de l'ACD lorsque le coup en question se situe dans un segment éloigné du point d'entrée reconstruit du photon incident.

3.3 L'algorithme de reconstruction

La méthode de détection des rayons gamma utilisée par l'instrument *Fermi* LAT étant indirecte (détection des particules chargées produite par l'interaction du rayonnement avec le détecteur), il est nécessaire de recourir à un algorithme afin de reconstruire la direction incidente et l'énergie des photons observés. Les 6 années d'exploitation en vol du LAT ont permis d'améliorer la compréhension de l'instrument et ont conduit à plusieurs refontes de l'algorithme de reconstruction, tout d'abord optimisé à partir de simulations Monte Carlo et de tests au sol. La dernière version de cet algorithme (version développée dans le cadre de l'effort Pass 8) est une réécriture majeure, qui permet entre autre d'augmenter significativement la surface effective du détecteur (voir figure 3.7 et section 4.1). Couplé à de nouvelles classes et types d'événements, Pass 8 apporte un nouveau regard sur le ciel gamma.

3.3.1 L'algorithme de reconstruction de Pass 8

L'algorithme de reconstruction de Pass 8 (que l'on appellera souvent Pass 8 tout court) repose sur plusieurs points clefs dont une nouvelle manière d'ajuster les

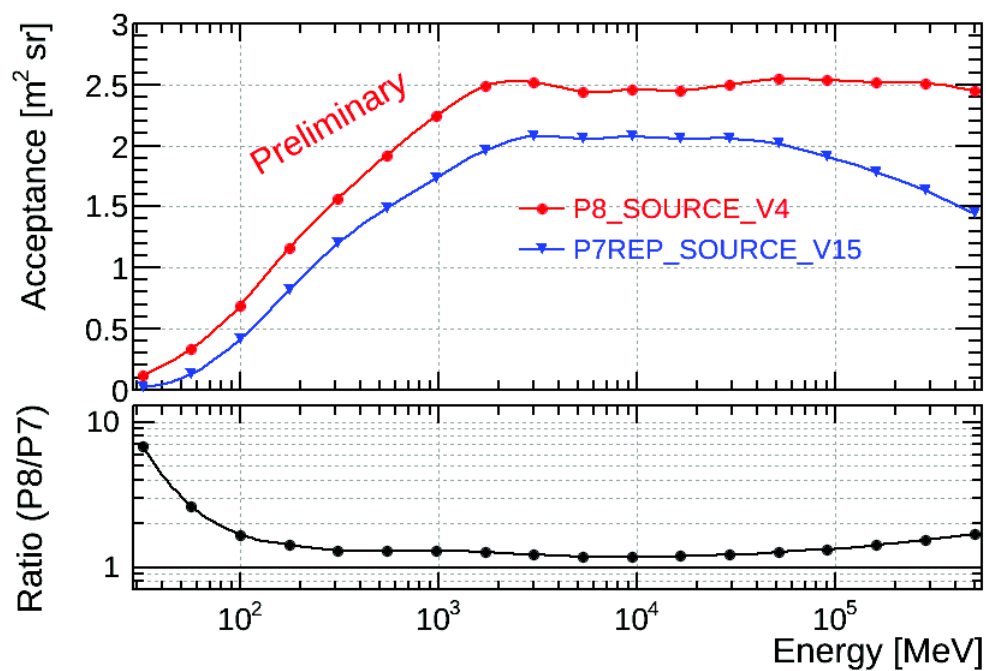


FIGURE 3.7 – Acceptance (surface effective intégrée sur l'angle solide) en fonction de l'énergie [66]. On constate une nette amélioration de la surface effective grâce à Pass 8 surtout à basse énergie.

traces, via une méthode de reconnaissance de motif (*Tree Based Pattern Recognition*). D'autres améliorations, que l'on détaillera ci-après (sous-système par sous-système) participent également aux performances de Pass 8.

Trajectographe

Les précédents algorithmes de reconstruction utilisaient une méthode d'ajustement pour chaque trace afin de trouver les traces correspondantes à l'électron et au positron. Bien qu'efficace, cette méthode présente certaines limitations, en particulier dans le cas d'événements multiples. Un des effets découverts après le lancement est la présence de *ghost* : événements parasites générant un signal dans le détecteur. La présence de *ghost* complique l'extraction des traces et réduit les performances du LAT. La méthode nécessitait également une bonne initialisation qui est fournie par le calorimètre. L'algorithme de détection de trace était donc dépendant du calorimètre. Cela peut poser problème à basse énergie, où la plupart des événements n'atteignent pas le calorimètre. L'approche globale de Pass 8, qui recherche des motifs en forme d'arborescence caractéristiques de l'interaction rayonnement/matière, commet moins d'erreurs dans l'extraction de traces, fournit des informations supplémentaires pour la réjection du bruit de fond et ne dépend plus du calorimètre. La figure 3.8 permet d'illustrer l'amélioration des cas problématiques grâce à Pass 8.

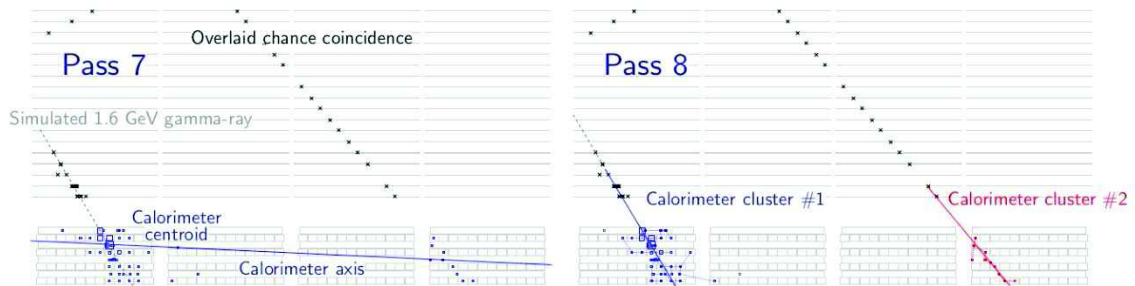


FIGURE 3.8 – Cette figure compare la reconstruction Pass 7 (à gauche) et Pass 8 (à droite). On observe que le nouvel algorithme permet une meilleure estimation de la direction trouvée par le calorimètre grâce à une meilleure gestion des *ghost*. Pass 8 permet ainsi de récupérer des événements qui auraient auparavant été rejetés à cause du désaccord entre la direction trouvée par le trajectographe et celle trouvée par le calorimètre. C'est grâce, entre autres, à cela que la surface effective augmente avec Pass 8.

Calorimètre

Avec Pass 7, la partie "calorimètre" de la reconstruction débutait par l'analyse de la forme de la gerbe. Tout d'abord on évaluait la position du centroïde du dépôt d'énergie, puis l'axe longitudinal de la gerbe (qui correspond à la direction de la particule) était déterminé par une analyse tridimensionnelle de moment avec un tenseur d'inertie (l'énergie remplaçant la masse) diagonalisé. L'accord entre la direction donnée par le calorimètre et celle donnée par le trajectographe permettait une bonne identification des contaminations du bruit de fond. Avec Pass 8 cette technique a été abandonnée au profit d'un algorithme d'arbre recouvrant (*Minimum Spanning Tree*) permettant d'isoler les *ghost*. Cette technique a aussi l'avantage de déterminer la forme de la gerbe, que l'on pourra utiliser par la suite pour, par exemple, discriminer le bruit de fond. La reconstruction en énergie est séparée en deux, un algorithme s'occupe de la basse énergie et un second de la haute énergie. De cette manière, on optimise la qualité de la reconstruction en énergie. En effet les processus d'absorption d'énergie sont différents à basse et haute énergie. Par exemple, un photon d'énergie inférieure à 1 GeV perd une fraction significative de son énergie dans le TKR, alors que plus l'énergie du photon incident augmente et plus les pertes d'énergie par le fond du CAL sont importantes. Ces pertes par le fond du CAL, apparaissent lorsque l'événement n'est plus contenu dans le détecteur : la partie non contenue échappe alors à l'estimateur d'énergie. Pour la basse énergie, la méthode dite "paramétrique", utilise l'énergie totale déposée et la profondeur du centroïde pour évaluer les pertes en énergie. Leur addition permet ensuite de remonter à l'énergie du photon incident. Pour la haute énergie, un ajustement tridimensionnel des dépôts d'énergie de la gerbe est plus efficace. Cette méthode suppose une modélisation précise de la topologie de la gerbe. Sa direction est aussi nécessaire et est obtenue via le trajectographe, qui offre une meilleure résolution angulaire. Cette technique fonctionne jusqu'à des énergies de l'ordre de 1 TeV. Au-delà, la saturation des cristaux et la mauvaise PSF la rendent inefficace.

ACD

Le détecteur à anticoïncidence (ACD) enveloppe le LAT et permet la réjection des rayons cosmiques. La partie "ACD" de la reconstruction a été totalement réécrite dans Pass 8. A la différence de Pass 7, Pass 8 prend en compte la direction du calorimètre qu'il propage vers l'ACD afin de la corrélérer avec un éventuel dépôt d'énergie dans l'ACD. Il utilise aussi les erreurs sur la direction événement par événement et non plus une paramétrisation *ad hoc* dépendant de la classe de l'événement.

3.3.2 Classes d'événements, types d'événements et performances

Les classes d'événements

La nouvelle reconstruction Pass 8 va de pair avec de nouvelles classes d'événement ayant pour but l'étude de différentes sources. Ces nouvelles classes ont été développées à partir de variables dites CT (Classification Tree). Les variables CT ont été optimisées via TMVA (*Toolkit for MultiVariate data Analysis with ROOT*) [67], un module de ROOT destiné à l'analyse multivariable. Par exemple une variable CT peut correspondre à la probabilité qu'un événement soit issu du bruit de fond. À partir des variables CT, on définit des coupures, correspondant à différents niveaux de bruit de fond restant dans les données. Les événements qui réussissent à passer cette coupure forment une classe d'événement. La classe P8R2_SOURCE_V6 par exemple, a été développée pour avoir un niveau de bruit de fond (entre 100 MeV et 10 GeV) inférieur au bruit de fond gamma isotrope (IGRB : *Isotropic Gamma Ray Background*) vu dans Pass 6, et environ 2 fois plus au-dessus de 10 GeV. Comparée à la sélection P7SOURCE, cette sélection contient un bruit de fond résiduel significativement réduit au-delà de 30 GeV. Comme on le voit à la figure 3.9 les performances de la PSF pour ces classes sont équivalentes.

Les types d'événements

D'autres variables CT permettent de définir des types d'événements à l'intérieur de chaque classe. En particulier on peut avoir besoin, dans le cadre d'une analyse spécifique, d'une très bonne résolution angulaire et/ou une très bonne résolution en énergie. La variable CT WP8CTPSFCore nous informe sur la qualité de la reconstruction angulaire. C'est une variable à valeur entre 0 et 1 (1 pour une bonne reconstruction angulaire et 0 pour une moins bonne reconstruction angulaire). À partir de cette variable, on peut décider de classer en 4 catégories des événements SOURCE. C'est ce que l'on appelle les types d'événement dans *Fermi*. Le type PSF0 contient des événements entre le quantile 0-25% de WP8CTPSFCore, le type PSF1 des événements entre 25-50% , PSF2 entre 50-75%, et PSF3 entre 75-100%. De cette manière on obtient par construction une surface effective d'un quart de celle de la classe SOURCE pour chaque type, le type PSF3 ayant la meilleure PSF et PSF0 la moins bonne. De la même manière, on peut définir à partir de la variable CT WP8CTBestEnergyProb des types sur la qualité de la reconstruction en énergie, EDISP3 ayant la meilleure résolution et énergie et EDISP0 la moins bonne. Il convient toujours d'appliquer une sélection de classe à une sélection de type. En effet les variables CT utilisées pour créer les types d'événements ne savent pas si un événement appartient au bruit de fond. Un échantillon de données n'utilisant que le type d'événement contiendra donc beaucoup de bruit de fond.

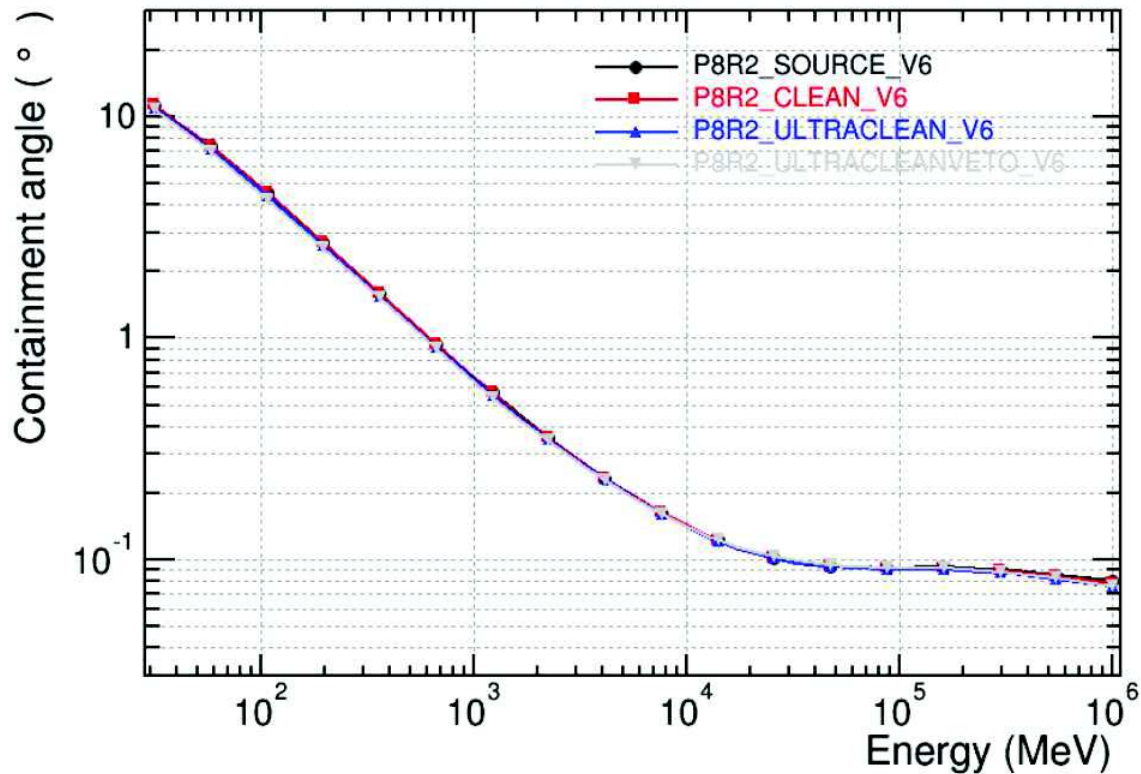


FIGURE 3.9 – Confinement à 68% de la fonction d'étalement du point (PSF) en fonction de l'énergie, pour les classe d'événements SOURCE, CLEAN, ULTRACLEAN, ULTRACLEANVETO [66]. On observe qu'il n'y a pas de différence majeur au niveau du confinement de la PSF entre les classes d'événements.

Performances

À titre d'exemple on montre à la figure 3.10 les améliorations induites par l'utilisation des types PSF et EDISP. Pour cela on regardera l'amélioration de la PSF (voir section 4.2 pour une description complète) pour les types PSF et la dispersion en énergie pour les types EDISP (voir section 4.3). La figure 3.10 montre le confinement à 68% de la PSF en fonction de l'énergie pour les différents types d'événements "PSF". L'amélioration est notable surtout à basse énergie où la PSF est importante. La dispersion en énergie, elle aussi peut être améliorée en utilisant un type d'événement grâce à une sélection sur les types "EDISP", comme le montre la figure 3.11.

3.4 Données et Monte Carlo

Cette section a pour but de présenter les différents formats de données et leur utilisation au sein de la collaboration *Fermi*-LAT. On distingue deux formats prin-

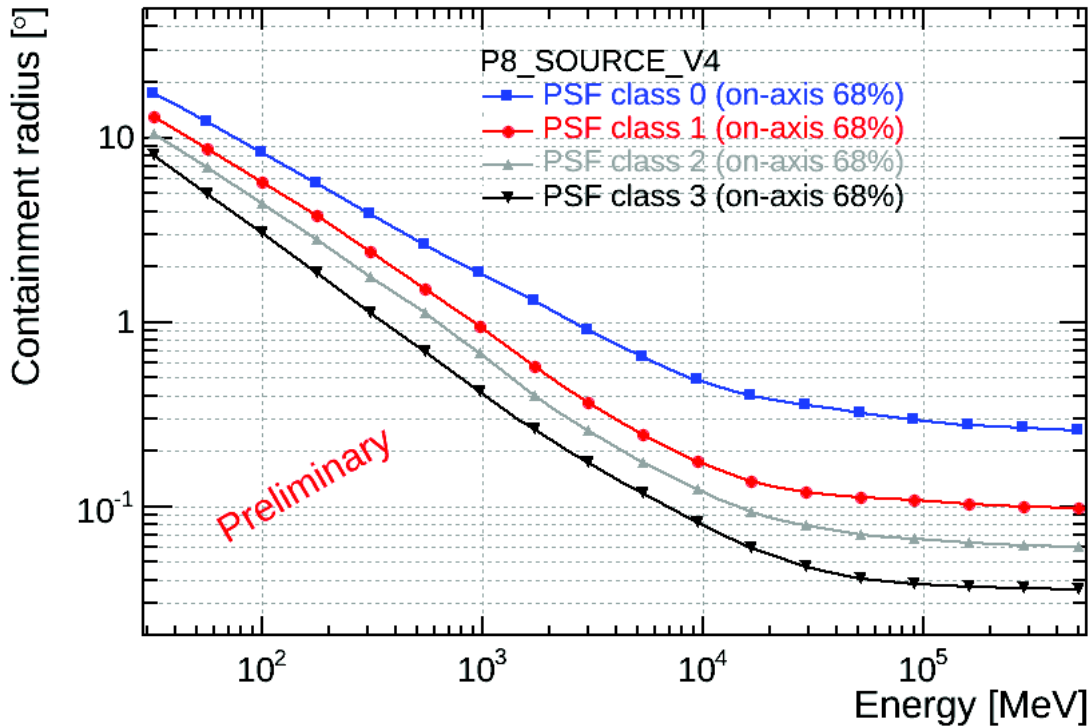


FIGURE 3.10 – Confinement à 68% de la fonction d'étalement du point (PSF) en fonction de l'énergie, pour les types d'événements PSF0, PSF1, PSF2, PSF3 et la classe SOURCE [66]. La sélection des événements ayant la meilleure PSF (PSF3) permet une amélioration de la résolution angulaire d'un facteur ~ 3 à 100 MeV par rapport au type PSF0 (les événements ayant la moins bonne reconstruction angulaire).

cipaux : le format FITS (Flexible Image Transport System) [68] est utilisé pour l'analyse de données. Le format ROOT [69] est quant à lui principalement utilisé pour contenir des simulations de l'instrument réalisées grâce à GEANT4, mais également des données de la chaîne de reconstruction. Ces simulations permettent, par exemple, d'obtenir les fonctions de réponse de l'instrument, qui peuvent par la suite être corrigées en utilisant les données si besoin.

3.4.1 Monte Carlo

Les données Monte Carlo, issues de simulations, sont contenues dans des fichiers ROOT. Il existe plusieurs types de simulations Monte Carlo destinées à simuler les différents aspects de l'expérience *Fermi*-LAT. Par exemple les simulations AG (*all-gamma*) contiennent uniquement des photons simulés. Le but de ces simulations est d'évaluer la réponse du détecteur en fonction de la reconstruction utilisée. Dans le cadre de cette thèse ces simulations ont été par exemple très utiles afin d'étudier la

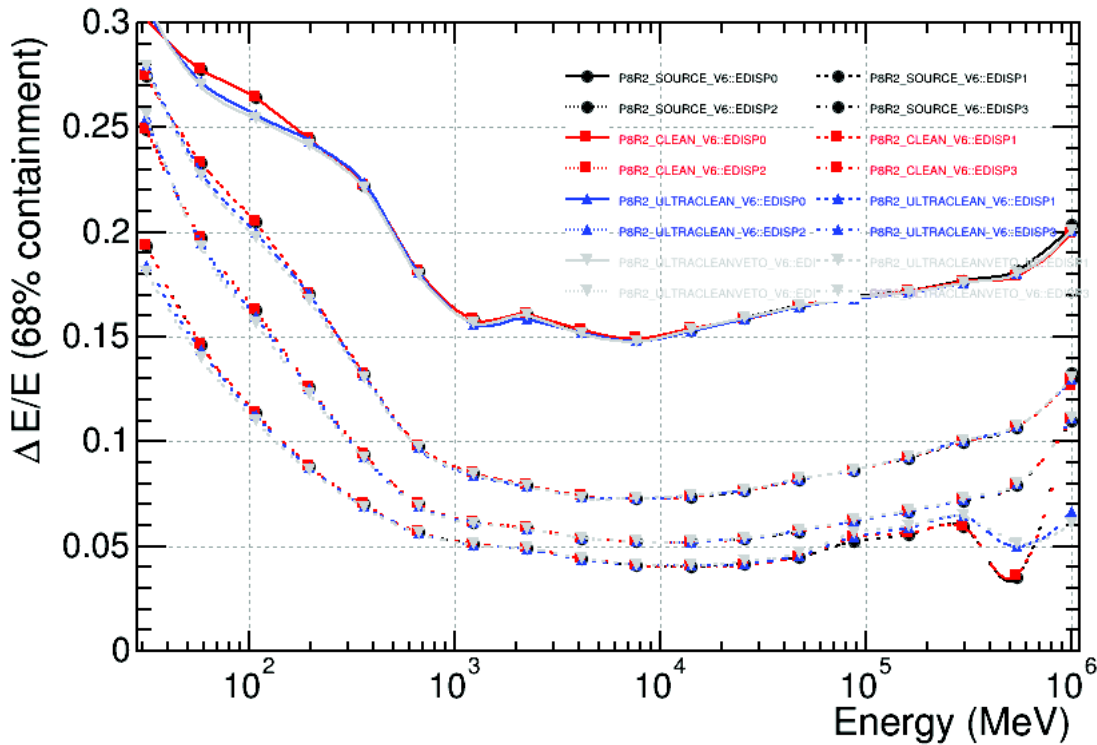


FIGURE 3.11 – Confinement à 68% de la dispersion en énergie pour différentes classes et types d'événements. *Source* : <https://confluence.slac.stanford.edu/display/SCI/GRPS/2015/02/22/P8V6+irfs>

qualité de la reconstruction en énergie en fonction des processus en jeu (voir section 4.3.1). Il existe d'autres types de simulation Monte Carlo comme par exemple les simulations *all-proton* qui sont destinées à simuler la réponse du détecteur au bruit de fond causé par les rayons cosmiques.

Un fichier ROOT, contenant la sortie d'une simulation *all-gamma*, est structuré en arborescence. L'arbre, appelé "MeritTuple", contient de nombreuses branches. Chaque branche représente une variable. De manière plus pratique, une branche est une liste de valeurs correspondant à la même variable mesurée pour différents événements. Pour chaque photon de nombreux paramètres sont enregistrés, et peuvent être classés en trois grandes familles (MC, RECO et autres). Les paramètres dits "MC" caractérisent un photon simulé (énergie, direction incidente, ...), ils sont aussi appelés paramètres "vrais". Les paramètres RECO, sont ce que le détecteur mesurerait pour un photon identique au photon simulé. En quelque sorte ces paramètres sont l'image des paramètres MC via le détecteur. Par exemple, à une énergie vraie (MC) correspondra une énergie reconstruite (RECO). Les autres paramètres sont relatifs aux conditions d'interaction avec le détecteur (quelle tuile a été touchée, dans quelle partie du détecteur la conversion a-t-elle eut lieu, quel est le type d'interaction, ...)

3.4.2 Données

L'analyse de données du LAT est, de manière standard, faite à l'aide des *Science-Tools*⁴ distribués par la collaboration. Les Science-Tools utilisent le format FITS, format largement utilisé dans le domaine de l'astrophysique. Les données utiles à l'analyse sont contenues dans deux fichiers distincts : un fichier dit FT1 et un fichier dit FT2. Le fichier FT1 contient toutes les informations essentielles relatives aux événements. Il contient notamment : la direction et l'énergie reconstruite des photons, leur angle d'incidence par rapport au LAT, la date d'arrivée de l'événement (en MET⁵), la version de la reconstruction et des calibrations utilisées, le type d'événement, le type de conversion (FRONT ou BACK), ... soit au total 23 variables formant les 23 colonnes d'un tableau contenant les valeurs correspondantes pour chaque événement considéré. Ce premier tableau est stocké dans la HDU (*Header Data Unit*) nommé "EVENTS". Une deuxième HDU, nommée "GTI" (*Good Time Intervals*) contient deux colonnes : START et STOP, qui définissent les intervalles de temps pendant lesquels les données du LAT sont exploitables. En effet ce n'est pas toujours le cas. Par exemple lors de son passage dans l'anomalie magnétique sud atlantique le taux de bruit de fond trop élevé rend l'exploitation des données trop complexe, l'acquisition de données est alors interrompue. De même, pendant des épisodes d'éruption solaire, il peut arriver que des jeux de données soient marqués comme impropres à l'analyse.

A ce fichier FT1 s'ajoute le fichier FT2 qui contient les informations relatives à la position du satellite pendant la prise de données. Un fichier FT2 contient une seule HDU nommé SC_DATA, qui contient un tableau à 30 colonnes. Ces colonnes nous renseignent sur la position du LAT sur son orbite, ainsi que sur son inclinaison par rapport à l'axe zénithal (*rocking angle*) et contient d'autres informations comme la position du soleil. Toutes ces informations forment une ligne du tableau. La première ligne représente une acquisition de ces paramètres à un instant t , la ligne suivante à un instant t plus 30 secondes et ainsi de suite.

Ainsi, le *Large Area Telescope* à bord de l'observatoire *Fermi*, collecte des données depuis 2008. Il utilise pour cela 3 sous-systèmes : l'ACD qui assure la réjection des rayons cosmiques, le TKR qui permet de reconstruire la direction incidente des photons détectées et le CAL qui permet de mesurer leur énergie. La reconstruction de ces grandeurs (direction, énergie) n'est jamais parfaite et il est important de pouvoir quantifier l'erreur commise, *i.e.* la réponse de l'instrument. Celle-ci est évaluée à partir de simulation Monte Carlo, et peut être factorisé en trois parties : la fonction d'étalement du point (PSF), la dispersion en énergie (EDISP) et la surface effective (AEFF). Ces fonctions de réponse de l'instrument sont décrites au chapitre 4.

4. <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/references.html>

5. MET : *Mission Elapsed Time*, temps écoulé depuis le début de la mission en secondes.

Les fonctions de réponse de l'instrument (IRF)

Sommaire

4.1	Surface effective (Aeff)	60
4.2	Fonction d'étalement du point (PSF)	60
4.2.1	Définition	60
4.2.2	Paramétrisation	63
4.2.3	Validation sur les données	65
4.3	Dispersion en énergie (EDISP)	69
4.3.1	Étude de la qualité de la reconstruction en énergie en fonction du processus	70
4.3.2	Comparaison de la reconstruction en énergie avec et sans CAL	73
4.3.3	Étude de la redistribution en énergie	74
4.3.4	Dispersion en énergie dans les IRF	76
4.3.5	Sur-échantillonnage (<i>Over-binning</i>)	77
4.3.6	Paramétrisation précédente	78
4.3.7	Amélioration de la paramétrisation	78

Les IRF caractérisent la réponse de l'instrument à un signal. Par exemple, pour un photon d'énergie vraie E , les IRF nous donnent la probabilité que l'énergie reconstruite soit E' . Les IRF sont obtenues à partir de simulations Monte Carlo et sont ensuite paramétrées afin d'avoir une formule qui donne leur variation en fonction de paramètres clefs tels que l'énergie ou l'angle d'incidence. Cette paramétrisation est toujours effectuée en fonction de quantités vraies. Il est important de noter qu'un jeu d'IRF correspond à une classe et un type d'événement. Ainsi la réponse du LAT ne sera pas la même pour des événements SOURCE ou CLEAN, ou pour

des événements FRONT et BACK. Les fonctions de réponse caractérisant l'instrument *Fermi*-LAT sont au nombre de trois : la surface effective (Aeff), la fonction d'étalement du point (PSF), et la dispersion en énergie (Edisp).

4.1 Surface effective (Aeff)

La surface effective permet de décrire l'efficacité avec laquelle le LAT détecte les rayonnements gamma. Elle dépend aussi bien de la géométrie du LAT que de son efficacité à convertir et à identifier les rayons gamma. Pour déterminer la surface effective (et plus généralement les IRF), on utilise des simulations Monte Carlo. A partir d'une simulation *all-gamma* (voir section 3.4.1) générée uniformément en $\log(E)$ et en angle solide (comme toutes les simulations présentées précédemment et par la suite), on définit la surface effective en fonction du nombre total d'événements générés N_{gen} , et du nombre de photons détectés n_{ijk} dans un bin d'énergie moyenne E_i d'angle incident moyen θ_j et d'angle azimutal moyen ϕ_k , comme :

$$A_{eff} = \left(\frac{n_{ijk}}{N_{gen}} \right) \left(\frac{2\pi}{\Delta\Omega_{jk}} \right) \left(\frac{\log(E_{max}) - \log(E_{min})}{\log(E_{max,i}) - \log(E_{min,i})} \right) (6 \text{ m}^2), \quad (4.1)$$

avec $\Delta\Omega_{jk}$ l'angle solide couvert par le bin spatial, $(E_{min,i}, E_{max,i})$ les bornes du bin en énergie et (E_{min}, E_{max}) les limites sur l'énergie des événements générés de la simulation *allGamma*. Le facteur numérique vient des propriétés géométriques de la simulation : les points de départ des photons simulés sont distribués sur une sphère d'une surface de 6 m^2 , centrée sur l'origine du référentiel du LAT (au centre de l'interface trajectographe/calorimètre). De manière courante les analyses sont moyennées suivant l'angle azimutal ϕ . L'analyse des données du LAT a néanmoins montré l'existence d'une dépendance en ϕ de la surface effective. Un facteur correctif, dont la valeur reste toutefois proche de 1 doit être appliqué. Un autre facteur correctif appelé facteur de temps mort et dont la valeur est d'environ 9% est aussi à prendre en compte. Un temps mort est un intervalle de temps pendant lequel le LAT ne peut pas prendre de données car il est déjà en train d'acquérir le signal d'un événement. Cela influe sur l'efficacité du LAT, qui prend en compte cette effet de manière paramétrique. Les paramétrisations de ces corrections (ϕ et efficacité) sont stockées dans un fichier FITS ainsi que le tableau représentant les variations de la surface effective (moyennée en ϕ) en fonction de l'énergie est de $\cos(\theta)$ visible en figure 4.1, dans le cas d'événements SOURCE.

4.2 Fonction d'étalement du point (PSF)

4.2.1 Définition

La PSF (*Point Spread Function*, *i.e.* Fonction d'étalement du point) caractérise la qualité de la reconstruction angulaire du LAT. Pour étudier la PSF, on utilise

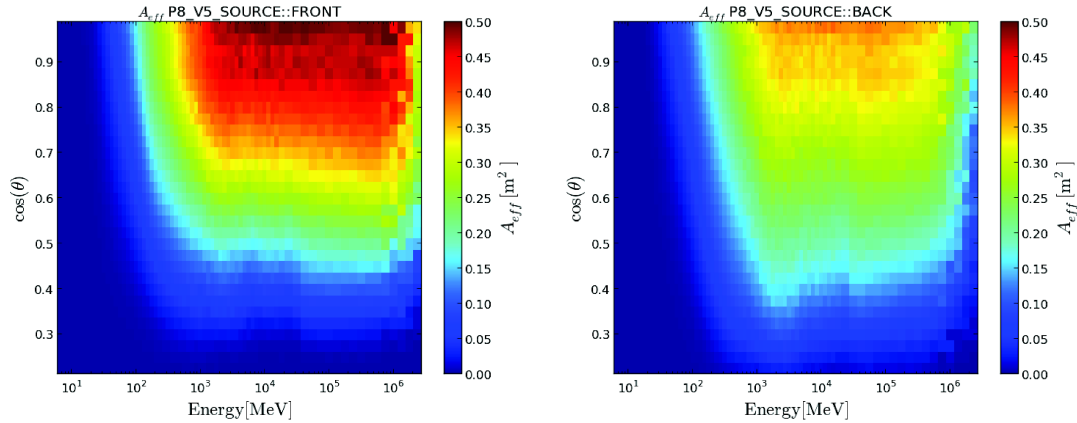


FIGURE 4.1 – représentation de la surface effective moyennée suivant ϕ en fonction du $\cos(\theta)$ et de l'énergie pour des événements se convertissant dans la partie avant du trajectographe (FRONT), figure de gauche et dans sa partie arrière (BACK), figure de droite

une simulation *all-gamma* (voir section 3.4). Le fichier contient un *tuple* comprenant la valeur de nombreuses variables pour chaque événement simulé. Les variables qui nous intéressent ici sont :

Vraies	Reconstruites
McXDir	WP8BestXDir
McYDir	WP8BestYDir
McZDir	WP8BestZDir

avec $\text{Mc}[X/Y/Z]\text{Dir}$ les coordonnées d'un vecteur unitaire dans la direction vraie du photon, dans le référentiel du LAT, et $\text{WP8Best}[X/Y/Z]\text{Dir}$ les coordonnées d'un vecteur unitaire dans la direction reconstruite du photon dans le référentiel du LAT. A partir de ces variables, il est possible de calculer la déviation angulaire Δ , qui était définie avant ce travail de thèse comme :

$$\Delta = \sqrt{(\mathbf{d}\cdot\boldsymbol{\phi})^2 + (\mathbf{d}\cdot\boldsymbol{\theta})^2} \quad , \quad (4.2)$$

avec \mathbf{d} la différence entre un vecteur unitaire suivant la direction vraie $\boldsymbol{\nu}$ et un vecteur unitaire suivant la direction reconstruite $\boldsymbol{\nu}'$. $\boldsymbol{\phi}$ et $\boldsymbol{\theta}$ sont des vecteurs unitaires locaux, calculés en $\boldsymbol{\nu}$ et dirigés dans le sens des θ et ϕ croissants (coordonnées sphériques). Dans ce cas la déviation angulaire est la norme de $(\boldsymbol{\nu}' - \boldsymbol{\nu})$, à condition de supposer que l'angle α entre $\boldsymbol{\nu}$ et $\boldsymbol{\nu}'$ est petit, *i.e* que $\sin \alpha \simeq \alpha$. Cette approximation des petits angles est incorrecte en particulier à basse énergie où la diffusion des électrons dans le trajectographe nuit à la qualité de la reconstruction angulaire. La définition

rigoureuse de Δ , que l'on peut déduire de [62], passe par l'utilisation de la variable McDirErr qui est précisément l'angle α :

$$\Delta = 2 \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad . \quad (4.3)$$

Si l'on utilise cette définition on montre que l'histogramme de densité de la déviation angulaire réduite (notions définies dans la suite de cette section) n'est pas modifié de manière significative à haute énergie et à incidence normale, car ces événements ont une meilleure reconstruction angulaire, *i.e.* α petit, les deux définitions sont donc sensiblement équivalentes. En revanche, à basse énergie, et d'autant plus pour des événements avec un fort angle incident, *i.e.* les événements ayant le moins de chance d'être correctement reconstruit, l'angle α est important et les deux définitions donnent des résultats différents, en particulier au niveau de la queue de la distribution (voir figure 4.2).

On montre également que cette nouvelle définition de Δ a un impact sur les performances de la PSF à basse énergie (voir figure 4.3). Là encore, on remarque que, comme attendu, l'effet est plus important à basse énergie, en particulier pour des événements avec un fort angle incident (θ), qui sont plus difficiles à reconstruire, et pour lesquels l'approximation des petits angles n'est pas valide. L'effet sur la queue de la distribution de Δ mentionné plus haut et visible également ici, la différence entre la nouvelle (courbe rose) et l'ancienne (courbe rouge) définition étant plus importante sur le confinement à 95% de la PSF.

J'ai donc proposé que l'on adopte cette nouvelle définition pour la déviation angulaire Δ . L'étape suivante, dans la construction d'une représentation de la PSF du LAT, consiste à faire l'histogramme de Δ . Ces histogrammes sont réalisés sur certaines plages en énergie afin de savoir comment varie la distribution de Δ en fonction de cette variable. Usuellement, on utilise des bins de largeur 0.25 en McLogEnergy (le \log_{10} de l'énergie vraie). Les histogrammes alors obtenus ne sont toutefois pas encore prêts à être ajustés. En effet la forme de l'histogramme peut varier fortement en fonction de l'énergie. Afin de réduire ces différences on calcule le confinement à 68% (*Conf68*) de chaque histogramme. On réalise ensuite l'histogramme de *Conf68* que l'on ajuste par la fonction suivante :

$$\text{scaleFactor}(E) = \sqrt{\left[c_0 \cdot \left(\frac{E}{100\text{MeV}} \right)^{-0.8} \right]^2 + c_1^2} \quad (4.4)$$

En divisant Δ par *scaleFactor* on obtient alors des histogrammes de largeurs à mi-hauteur moins dissemblables en fonction de l'énergie, et donc plus faciles à ajuster. Cette nouvelle variable (recalculée pour chaque événement) est appelée la déviation réduite. Elle est notée x :

$$x = \frac{\Delta}{\text{scaleFactor}(E)} \quad . \quad (4.5)$$

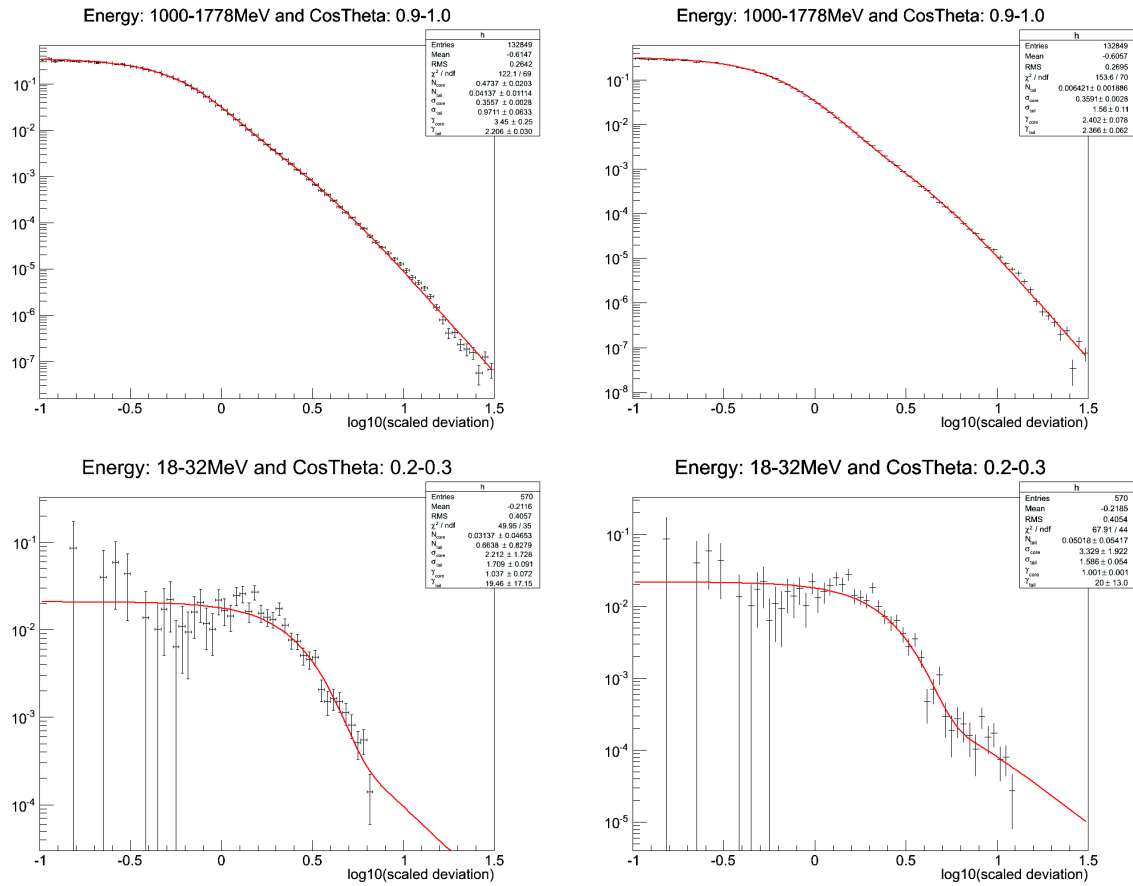


FIGURE 4.2 – Histogrammes de densité de la déviation angulaire réduite, en haut pour des événements d'énergie ~ 1 GeV à incidence normale, en bas pour des événements d'énergie ~ 20 MeV à grande incidence. Les histogrammes de la colonne de gauche utilisent l'ancienne définition de Δ , ceux de la colonne de droite utilisent la nouvelle.

Finalement, on convertit l'histogramme en densité de probabilité par rapport à l'angle solide. Pour cela on divise simplement le contenu de chaque bin de l'histogramme de x par la largeur du bin (voir figure 4.4). On ajustera cet histogramme de densité de x avec une double fonction de King.

4.2.2 Paramétrisation

La fonction de base utilisée pour l'ajustement est appelée fonction de King :

$$King(x, N, \sigma, \gamma) = N \cdot \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \cdot \left[1 + \frac{1}{2\gamma} \cdot \frac{x^2}{\sigma^2}\right]^{-\gamma} \quad (4.6)$$

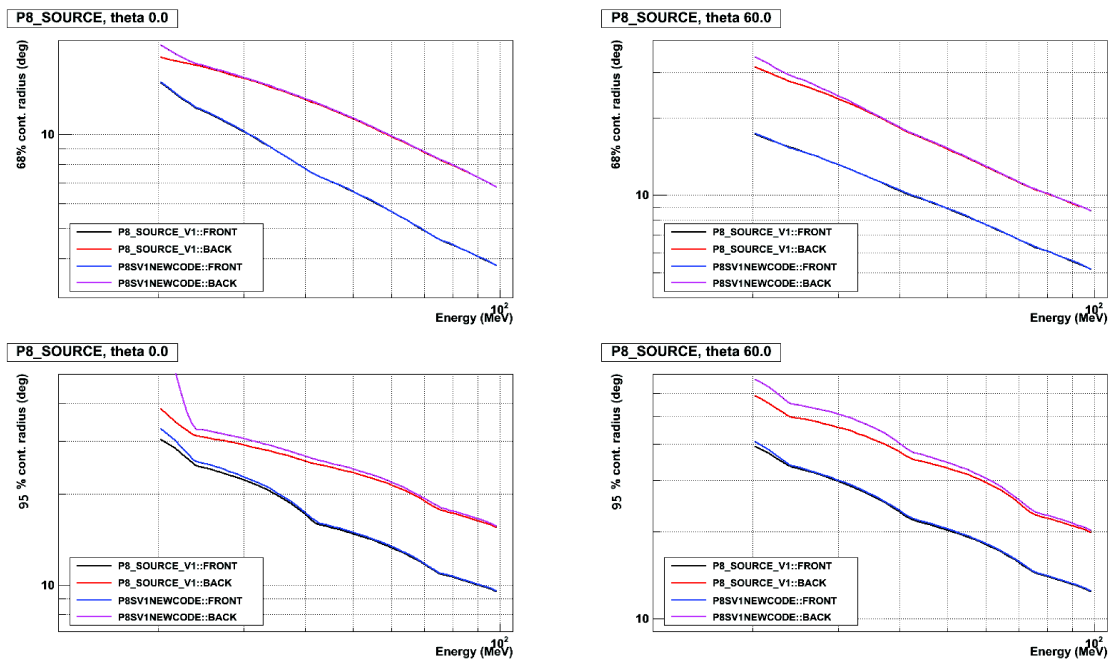


FIGURE 4.3 – Illustration des performances de la PSF pour les deux définitions de la déviation angulaire. Colonne de gauche : pour des événements à incidence normale ($\theta=0^\circ$). Colonne de droite pour des événements hors axe ($\theta=60^\circ$). Pour les deux colonnes, en haut : confinement à 68%, en bas à 95%. On observe que l'écart le plus notable apparaît pour le confinement à 95% dans le cas d'événements de basse énergie, hors axe qui se sont convertis dans le fond du trajectographe. Figure réalisée à l'aide de prototypes d'IRF Pass 8 (P8SOURCE_V1).

Elle dépend de 3 paramètres : une norme N , une largeur σ et une puissance γ . Cette fonction, déjà employée auparavant par la mission XMM Newton [70], s'est néanmoins révélée insuffisante pour reproduire la PSF du LAT, comme l'ont montré les validations en vol de la PSF (voir section 4.2.3). Les simulations Monte Carlo plus fidèles à la réalité ont alors montré la nécessité d'utiliser non pas une mais deux fonctions de King, que l'on combine ainsi :

$$psf(x) = N_{CORE} \cdot psfBase(x, \sigma_{CORE}, \gamma_{CORE}) + N_{CORE} \cdot N_{TAIL} \cdot psfBase(x, \sigma_{TAIL}, \gamma_{TAIL}), \quad (4.7)$$

avec

$$psfBase(x, \sigma, \gamma) = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \cdot \left[1 + \frac{1}{2\gamma} \cdot \frac{x^2}{\sigma^2}\right]^{-\gamma}, \quad (4.8)$$

La figure 4.5 montre l'ajustement d'un histogramme de densité de la déviation angulaire réduite par la fonction double King.

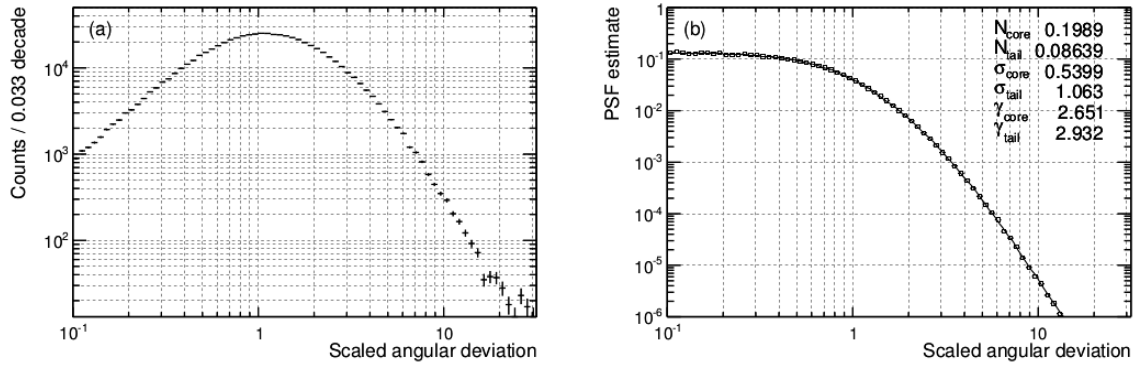


FIGURE 4.4 – Histogramme de la séparation angulaire réduite (à gauche) et histogramme de densité correspondant (à droite) ajusté par une double fonction de King. Les événements considérés ici ont une énergie $E=[5.6,10]$ GeV et un angle incident $\theta=[26,30]^\circ$. Figure tirée de [64].

4.2.3 Validation sur les données

Confinement angulaire à partir des pulsars

Afin de vérifier les PSF prédites par les simulations, il est possible d'utiliser les données acquises par le satellite. Par exemple, pour une gamme d'énergie située entre ~ 1 GeV et 10 GeV on peut utiliser l'émission des pulsars afin de déterminer le confinement de la PSF [64]. Au-delà, la coupure du spectre des pulsars (*spectral cutoff*), rend la statistique insuffisante et on se tourne alors vers un autre type de sources : les AGN. La technique dite ON-OFF est basée sur le fait qu'un pulsar émet son rayonnement par intermittence (voir section 2.3.1). Durant la phase d'émission (ON) les données contiennent le signal pulsé et l'émission non pulsée des sources dans la ROI (bruit de fond). Durant la phase OFF, les données ne contiennent que du bruit de fond. En soustrayant une distribution de photons OFF aux photons ON, on obtient donc une distribution d'événements pulsés, dont la localisation est précisément celle du pulsar. La distribution qui nous intéresse ici est la séparation angulaire (notée ANGSEP). Cette variable, calculée pour chaque photon, mesure la distance angulaire entre la direction vraie du pulsar, connue très précisément par observations radio (incertitude de l'ordre de quelque milli-arc-secondes [63]), et la direction reconstruite du photon. La mesure du quantile 68% de cette distribution donne le confinement à 68% de la PSF pour ce jeu de données.

Confinement angulaire à partir des AGN

Les noyaux actifs de galaxie (AGN : *Active Galactic Nucleus* voir section 2.3.4) permettent une évaluation du confinement angulaire à plus haute énergie ($E > 10$ GeV) [64]. En effet, certains AGN observés dans le domaine gamma ont une contre-

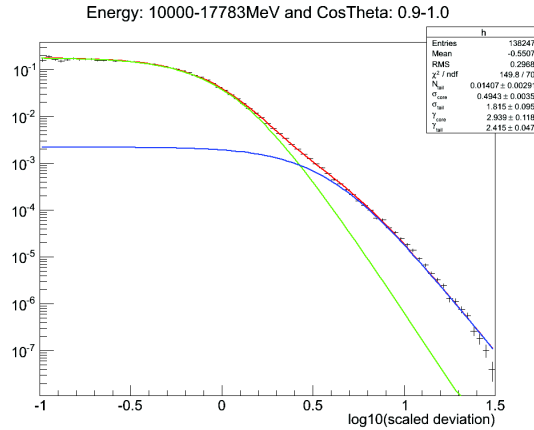


FIGURE 4.5 – Ajustement de l’histogramme de densité de la déviation angulaire réduite par une combinaison de deux fonctions de King. La première (en vert), dénommée par les paramètres *core*, modélise le cœur de la distribution tandis que la seconde fonction de King (en bleu), dénommée par les paramètres *tail*, modélise la queue de la distribution. La fonction double King finale est représenté en rouge. Dans cet exemple la distribution est construite à l’aide de données Monte Carlo entre 10 GeV et 18 GeV pour des événements à incidence normale.

partie bien identifiée dans d’autres domaines spectraux (optique, radio). Leur position est donc connue de manière précise. On peut alors calculer pour chaque photon la distance angulaire à l’AGN. La grande différence, par rapport à la technique du pulsar, est que l’émission d’un AGN n’est pas pulsée, le bruit de fond ne peut donc pas être soustrait via une méthode ON/OFF, et on doit donc le modéliser.

Extension de la technique du pulsar à basse énergie ($E < 1$ GeV)

A basse énergie, on ne peut pas faire la différence entre les histogrammes ON et OFF car la faible statistique peut générer des bins à valeurs négatives qui faussent la mesure du confinement. Nous avons donc tenté de trouver une technique non-binnée pour aborder ce problème, et l’avons mis en pratique sur le pulsar Vela. Comme entre 1 et 10 GeV, on commence par sélectionner à l’aide du *Science-Tools* *gtselect* une région d’intérêt (ROI : *Region Of Interest*) autour de Vela. Le confinement à 68% de la PSF (PSF68) obtenu via les simulations Monte Carlo étant large (~ 10 degrés vers 30 MeV, voir figure 3.9) on utilise une ROI de 30 degrés. Afin de déterminer les intervalles ON et OFF, on détermine la phase des données à l’aide de l’outil TEMPO2 [71] et des paramètres du pulsar dérivés par le groupe Pulsar de la collaboration *Fermi-LAT*¹. On obtient alors le phasogramme de Vela (voir figure 4.2.3).

Les intervalles ON/OFF utilisés dans la suite sont indiqués dans le tableau suiv-

1. <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/ephems/>

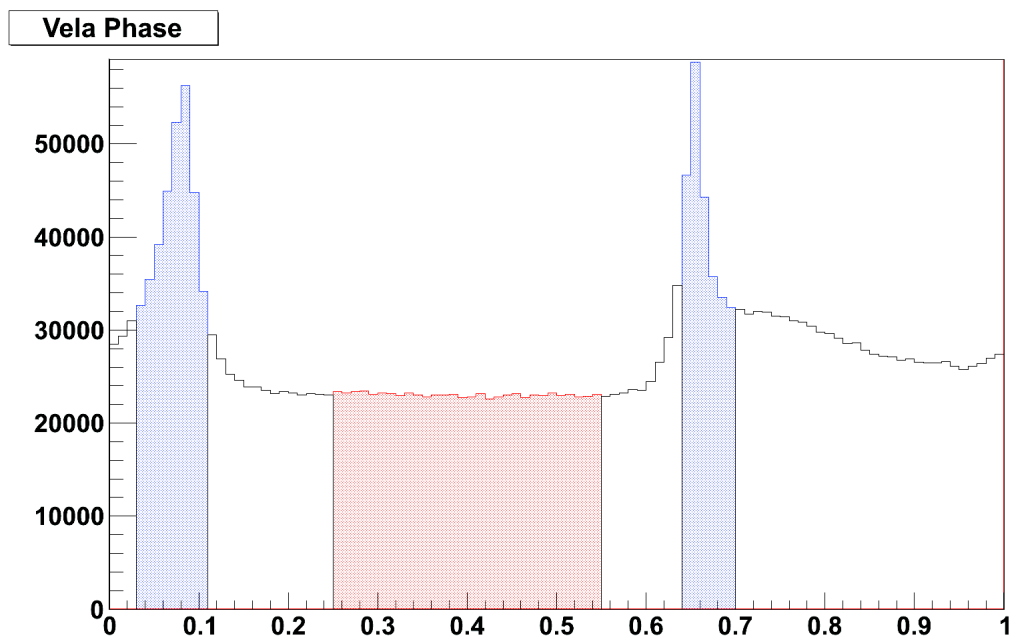


FIGURE 4.6 – Phasogramme de Vela construit à partir de données Pass 7 Repro SOURCE entre 32 MeV et 562 MeV, phasé avec TEMPO2, pour une ROI de 30 degrés autour de Vela. Les pics sont significatifs de l'émission du pulsar et définissent la région ON. La région OFF est prise entre ces deux pics.

ant :

ON	OFF
$[0.03, 0.11] \cup [0.64, 0.7]$	$[0.25, 0.55]$

Les intervalles ON et OFF n'ayant pas les mêmes tailles, il faut appliquer un facteur de correction, lorsque l'on utilise une technique ON-OFF. Ici, le domaine ON vaut 14/30 fois le OFF. Il y a donc 30/14 fois plus de bruit de fond dans le OFF que dans le ON. Seules les données ON et OFF sont utilisées. Elles sont stockées dans un fichier ROOT, dans lequel on ajoute deux variables calculées pour chaque événement contenu dans ce fichier :

FLAG	1 si ON et 0 si OFF
ANGSEP	distance angulaire à Vela en degrés

ANGSEP est calculé à l'aide de la formule de Haversine. Soit (l, b) la longitude et la latitude vraie de la source, en radians, et (l', b') la position reconstruite (également en radians). La séparation angulaire ANGSEP donnée par la formule d'Haversine vaut (toujours en radians) :

$$\text{ANGSEP} = \arctan2\left(\sqrt{A}, \sqrt{1-A}\right), \quad (4.9)$$

avec

$$A = \sin\left(\frac{l' - l}{2}\right)^2 + \cos(l) \cos(l') \sin\left(\frac{b' - b}{2}\right)^2. \quad (4.10)$$

On définit ensuite un certain nombre de quantités utiles, dépendant d'une inconnue X , que l'on cherche à déterminer :

- N_ON_TOT : le nombre total d'événements dans le ON (i.e. FLAG=1)
- N_ON_X : le nombre d'événement dans le ON ayant $ANGSEP \leq X$,
- N_OFF_TOT : le nombre total d'événements dans le OFF (i.e. FLAG=0),
- N_OFF_X : le nombre d'événement dans le OFF ayant $ANGSEP \leq X$.

On utilise ces quantités pour déduire :

- $N_SGN_TOT = N_ON_TOT - r N_OFF_TOT$, le nombre de photon venant du pulsar (avec $r = 14/30$)
- $N_SGN_X = N_ON_X - r N_OFF_X$, le nombre de photon venant du pulsar ayant $ANGSEP \leq X$.

Enfin on calcule :

$$p = \frac{N_SGN_X}{N_SGN_TOT}, \quad (4.11)$$

et on cherche ensuite X tel que $p=0,68$. La valeur de X ainsi trouvée correspond au confinement à 68% de la PSF (PSF68). On peut calculer de la même manière PSF95. Les erreurs sont calculées via la méthode du bootstrap [72]. Les résultats obtenus sur des données P7SOURCE : :FRONT sont résumés dans le tableau si dessous :

Ebin	32–56 MeV	56–100 MeV	100–178 MeV	178–316 MeV	316–562 MeV
N_SGN_TOT	7103	22110	43449	53995	52549
PSF68 (deg)	6.7929	4.4708	3.0426	2.0182	1.3426
Bootstrap error (deg)	0.1476	0.0519	0.0223	0.0113	0.011

Cette méthode non binnée de détermination du confinement de la PSF à partir des données d'un pulsar est censée déterminer précisément PSF68 avec peu de statistique, là où les méthodes binnées sont plus imprécises. Cette méthode est en accord avec les IRF dans la partie haute énergie de cette étude mais diffère du confinement à 68% de la PSF prédit par les IRF à plus basse énergie. À ce jour, nous ne sommes pas en mesure de dire si cette différence est réelle ou si elle est le fait d'un problème avec la méthodologie utilisée. Pour cette raison la méthode décrite ci-dessus n'a pas encore été utilisée par la collaboration. On peut néanmoins supposer que cette différence à basse énergie est un effet de la dispersion en énergie dans la mesure où l'on trace PSF68 en fonction de l'énergie reconstruite alors que les IRF sont paramétrés en fonction de l'énergie vraie. Si ce travail n'a pas complètement porté ses fruits, il m'a néanmoins permis de me familiariser avec le "phasage" des données, la technique ON-OFF et la méthode du *bootstrap*.

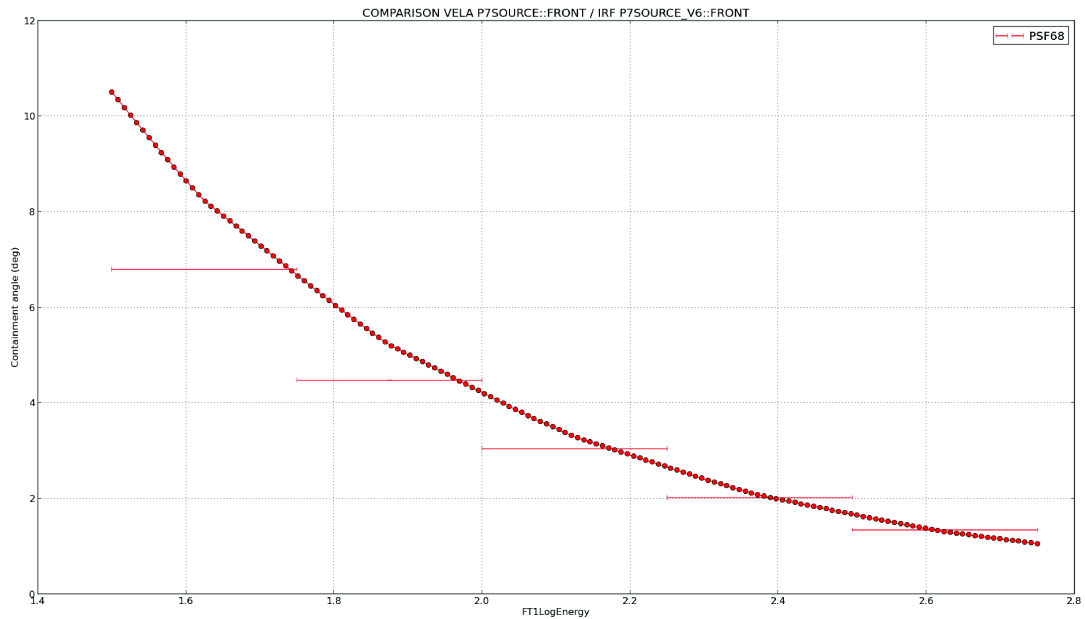


FIGURE 4.7 – Comparaison de la variable PSF68 entre les IRF (points rouges) et la méthode décrite précédemment (barres rouges), réalisée dans plusieurs bins en énergies. Les données utilisées sont de classe P7SOURCE : :FRONT. On note que les deux méthodes donnent des résultats compatibles à haute énergie mais différents à basse énergie.

4.3 Dispersion en énergie (EDISP)

La reconstruction de l'énergie d'un photon gamma par le LAT, comme la reconstruction de sa direction incidente, n'est pas parfaite, particulièrement à basse énergie, où les performances du LAT sont dégradées. Dans cette section on s'intéressera plus particulièrement à la reconstruction en énergie. Nous verrons dans un premier temps comment varie la qualité de la reconstruction en fonction du processus d'interaction des rayons gamma avec le détecteur, et l'effet de l'absence d'informations provenant du calorimètre. Cette reconstruction imparfaite engendre une dispersion en énergie, dont nous verrons les effets sur un exemple : la redistribution d'événement d'un bin en énergie à un autre. Cela nous conduira, dans un second temps, à nous intéresser à la façon dont les IRF paramètrent la dispersion en énergie, et aux améliorations qui ont été apportées à cette paramétrisation durant cette thèse.

4.3.1 Étude de la qualité de la reconstruction en énergie en fonction du processus

En dessous de 100 MeV la conversion de paire dans le TKR entre en compétition avec d'autres phénomènes (comme décrit à la section 1.3). Les algorithmes du LAT ayant été développés pour la conversion de paire, on peut se demander s'ils sont aussi performants pour les autres processus. Cette section présente une étude de la qualité de la reconstruction en énergie en fonction du type d'interaction dans le TKR via simulation Monte Carlo.

Les processus à basse énergie

On utilise une simulation ici et dans toute la suite de cette section, la simulation AG-GR-v20r9p0-OVL-lowE, à laquelle on applique la coupure SOURCE. Le fichier Monte Carlo résultant contient alors 4921739 événements, d'énergie entre 17.78 MeV et 562.34 MeV. La figure 4.8 montre les processus à l'œuvre en dessous de 32 MeV ($\log_{10}(E) = 1.5$, 86639 événements restants). Pour cela on utilise les variables : *McTHDght1Process* et *McTHDght2Process* qui donnent respectivement la nature de l'interaction ayant créé la première et la deuxième particule fille. On constate alors que les processus dominants sont la conversion de paire et la diffusion Compton, comme vu au chapitre 1.

En utilisant les variables *McTHDght1Type* et *McTHDght2Type* on peut également avoir accès à la nature des particules filles 1 et 2 et en déduire le détail des processus en jeu comme le montre le tableau 4.3.1.

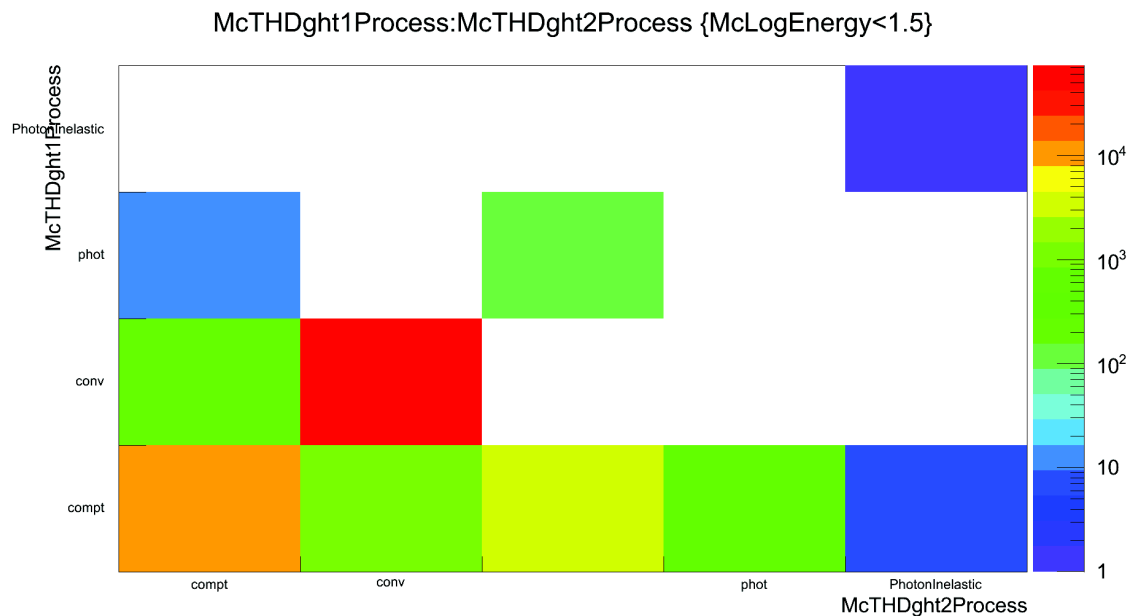


FIGURE 4.8 – Nombre d'événements en fonction, en ordonnée du processus à l'origine de la création de la première particule fille du photon incident, et en abscisse du processus à l'origine de la deuxième. Les processus dominants sont la conversion de paire et la diffusion Compton. D'autres processus comme l'effet photo-électrique ou la diffusion inélastique sont minoritaires, comme vu à la section 1.3.

On remarque en regardant le tableau 4.3.1 que trois processus dominent : La conversion de paire avec détection de l'électron et du positron, dans 50% des cas (cas 1), la conversion de paire avec détection d'une seule trace, qui correspond à l'annihilation rapide du positron, dans 34% des cas (cas 2) et la double diffusion Compton, dans 7.5% des cas (cas 3). Le fait que la conversion de paire domine largement (84%) alors que l'on se trouve à des énergies inférieures à 35 MeV est probablement dû à un effet de sélection de la reconstruction. Un grand nombre de diffusions Compton serait éliminé par cet effet de sélection, conduisant ainsi aux valeurs reportées dans le tableau 4.3.1. Les autres processus sont marginaux. On se concentrera donc uniquement sur ces trois processus dans la suite. Pour chacun d'eux on trace (figure 4.9) l'énergie reconstruite finale (FT1Energy) en fonction de l'énergie vraie (McEnergy). On constate alors qu'il n'y a pas de problème majeur dans la reconstruction en énergie même dans le cas d'une double diffusion Compton. On le voit clairement à la figure 4.9, la majorité des événements suivent la diagonale $McEnergy = FT1Energy$ (modulo un léger biais) et les autres sont dispersés autour de celle-ci.

Case	Process 1	Process 2	Type 1	Type 2	Entries	%	Interpretation
1	CONV	CONV	-11	11	43526	50.2%	pair conversion with e+/e- for daughters
2	CONV	CONV	11	0	30038	34.7%	pair conversion with e+ fast annihilation
3	COMPT	COMPT	11	11	6528	7.5%	double compton with 2 e- daughters (no info about what happend to the final escaping photon)
4	COMPT		11	0	2650	3.1%	compton with no process for scattered photon (absorbed in TKR, or going throught LAT, or depositing E in CAL)
5	COMPT	COMPT	11	0	1748	2.0%	double compton with no propagation for second electron.
6	COMPT	CONV	11	11	927	1.1%	compton scattering followed by pair conversion with e+ fast annihilation.
7	COMT	PHOT	11	0	806	0.9%	the compton scattered gamma is absorbed via photo-electric effect
8	CONV	COMPT	11	11	134	0.2%	pair conversion with e+ fast annihilation followed by compton scattering for one of the resulting photons
9	PHOT		11	0	131	0.2%	just a photo-electric effect.
10	COMPT	CONV	11	0	93	0.1%	compton scattering followed by pair conversion with products depositing their energy into the material
11	CONV	COMPT	-11	11	29	0.0%	pair production with annihilation of the e+ after some time creating a photon who compton scattered. The conv electron is the 3rd daughter
12	COMPT	PHOT	11	11	11	0.0%	photo-electric effect causing ionisation so track from an e-
13	PHOT	COMPT	11	11	11	0.0%	
14	COMPT	PHOTON_INELASTIC	11	2112	6	0.0%	compton scattered photon knocking on a neutron
15	PHOTON_INELASTIC	PHOTON_INELASTIC	1e+9	1e+9	1	0.0%	

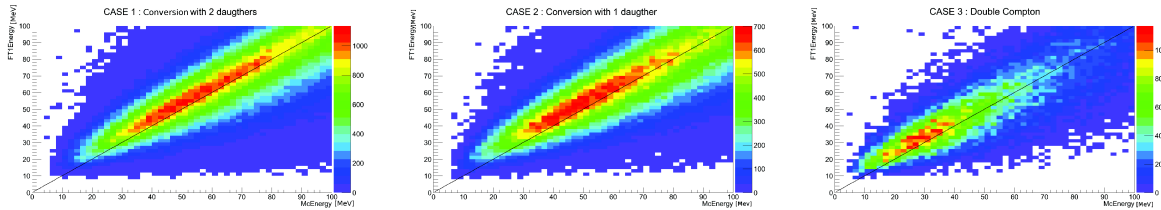


FIGURE 4.9 – Énergie reconstruite en fonction de l'énergie vraie dans les cas 1, 2 et 3 (voir texte). Dans tous les cas on constate un léger biais et une large dispersion, néanmoins aucune déviation sévère n'est observée, ce qui indique qu'il n'y a pas de problème majeur dans la reconstruction en énergie, et ce quel que soit le processus.

4.3.2 Comparaison de la reconstruction en énergie avec et sans CAL

A basse énergie, une population non négligeable des photons interagissant avec le LAT ne parviennent pas jusqu'au calorimètre. La reconstruction en énergie se fonde alors uniquement sur les informations du TKR. L'énergie perdue dans le TKR est alors reconstruite via régression linéaire du nombre de *clusters*. Dans cette section on cherche à savoir de quelle manière la reconstruction en énergie est affectée par l'absence d'informations venant du CAL, et si le processus en jeu a une influence. En effet l'absence d'une deuxième trace dans le TKR (cas de la diffusion Compton) pourrait conduire à un biais sur la reconstruction en énergie.

On définit les types d'interaction et l'absence ou non d'information venant du CAL de la manière suivante :

- **CAL** : $\text{CalEnergyRaw} > 0$ (l'énergie déposée dans le CAL est non nulle)
- **NOCAL** : $\text{CalEnergyRaw} == 0$ (pas d'énergie dans le CAL alors que le photon pointe vers celui-ci, condition assurée par la coupure Pass 8 SOURCE via $\text{EvtCalCsIRLn} > 4$)
- **CONV** : $\text{McTHDght1Process} == \text{"conv"} \ \&\& \ \text{McTHDght2Process} == \text{"conv"}$ (assurent que les deux filles soient produites par conversion de paires)
- **COMPT** : $\text{McTHDght1Process} == \text{"compt"}$ assure que la première fille soit produite par diffusion Compton.

et comme précédemment on étudie l'énergie reconstruite en fonction de l'énergie vraie. Si l'on compare pour le cas d'une conversion de paire (CONV), on constate alors que la dispersion de la distribution est plus importante lorsque l'on n'a pas d'information du CAL. Dans le cas d'une diffusion Compton (COMPT) la distribution est plutôt bonne quand le calorimètre mesure l'énergie (CAL-COMPT) mais, lorsqu'aucune énergie n'est mesurée par le calorimètre (NOCAL-COMPT), on observe un biais important. On peut donc en conclure que la reconstruction de l'énergie est globalement correcte dans le cas d'une conversion de paire, mais que, dans le cas d'une diffusion Compton, l'information du trajectographe seul ne permet pas une

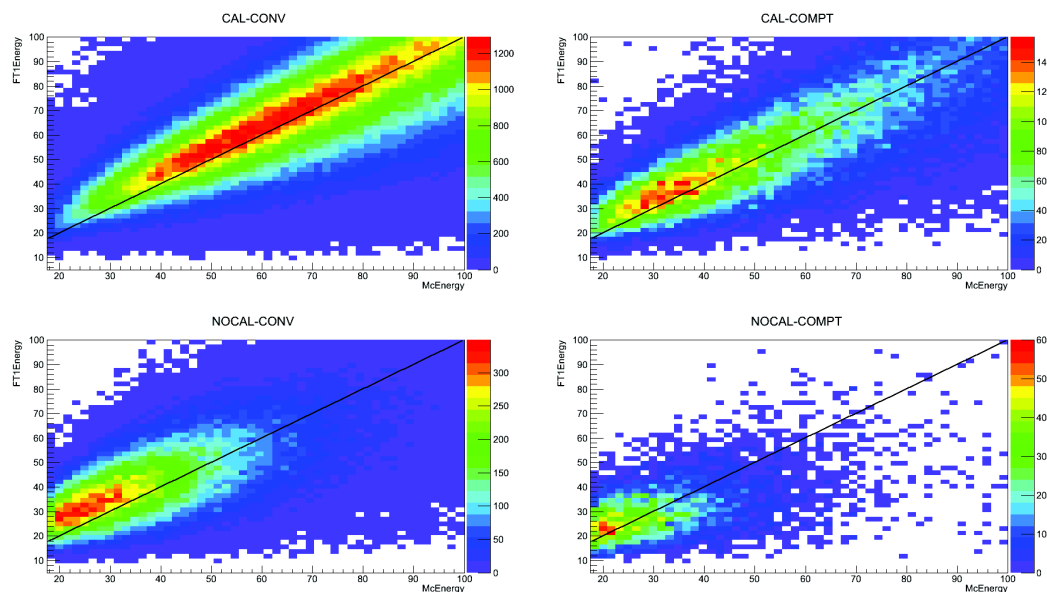


FIGURE 4.10 – Énergie reconstruite en fonction de l'énergie vraie pour les cas (de gauche à droite, de haut en bas) CAL-CONV : conversion de paire avec information provenant du calorimètre, CAL-COMPT : diffusion Compton avec information provenant du calorimètre, NOCAL-CONV : conversion de paires et pas d'information venant du calorimètre et NOCAL-COMPT : diffusion Compton et pas d'information provenant du calorimètre.

reconstruction optimale de l'énergie.

Il n'est pas surprenant que l'on observe des biais dans le cas où aucune information venant du calorimètre n'est pas disponible ou lorsque l'on regarde processus par processus, car les calibrations ont été construites à partir de l'ensemble des événements, ce qui est légitime car lors de l'analyse des données, on ne fait pas de coupure sur le type d'interaction produit par le gamma incident. La figure 4.11 montre que si l'on considère tous les événements (ici de la classe source) sur toute la gamme en énergie simulée, on observe pas de biais flagrant.

4.3.3 Étude de la redistribution en énergie

Du fait de la dispersion en énergie, des photons appartenant à un bin en énergie vraie peuvent être redistribués dans un bin en énergie reconstruite différent. Cette redistribution des événements peut être problématique. Imaginons par exemple que l'on sous-estime l'énergie à partir de 30 MeV, un certain nombre de photons d'énergie vraie égale à 30 MeV seront alors reconstruits à des énergies inférieures, conduisant alors à une redistribution de ces photons vers un bin de plus basse énergie si la distribution dans un bin a une largeur typique de l'ordre de la taille des bins utilisées pour définir les IRF. Dans cette étude on cherche à caractériser la redistribution

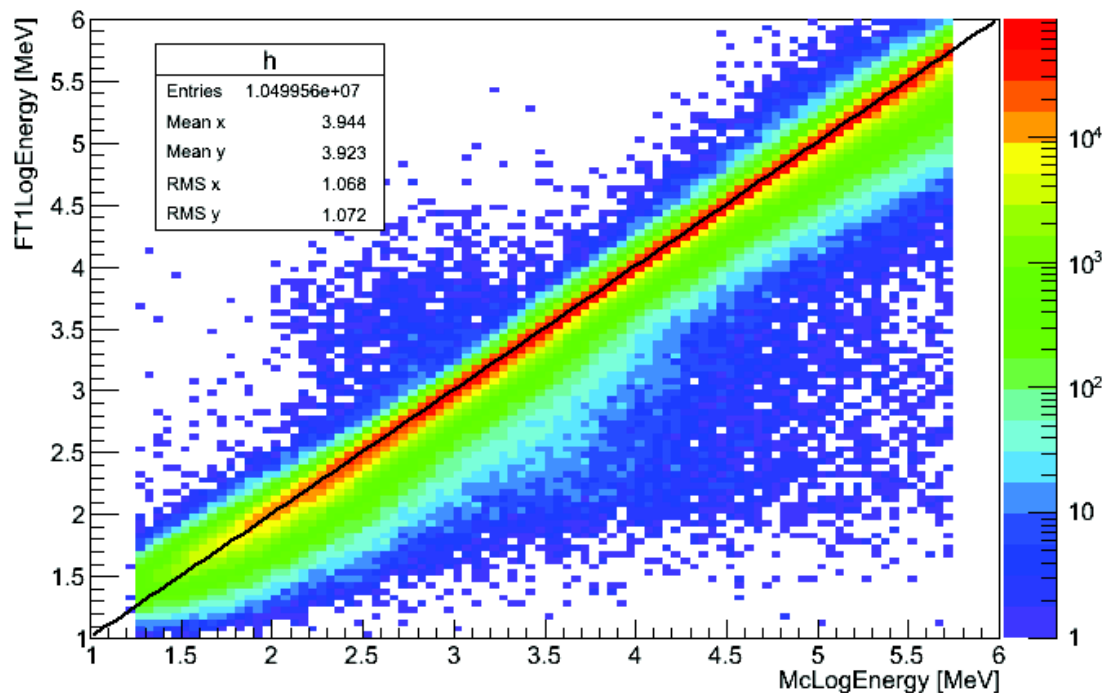


FIGURE 4.11 – Logarithme de l'énergie reconstruite (McLogEnergy) en fonction du logarithme de l'énergie vraie (McLogEnergy), pour des événements de la classe SOURCE. La barre de couleur (échelle logarithmique) montre le nombre de coups par bin en (McLogEnergy, FT1LogEnergy). Aucun biais significatif n'est observable ici.

en énergie là où la dispersion en énergie est la plus importante (en dessous de 100 MeV). Pour cela on utilise une simulation *all-gamma* (AG-GR-v20r09p09-OVL6p2) dont on ne conserve que les événements passant la coupure SOURCE de Pass 8. On utilise 4 bins par décades dans la gamme en énergie (10-100 MeV), soit des bins de taille logarithmique 0.25. Ces 4 bins en énergie reconstruite (FT1LogEnergy) correspondent aux 4 sous-figures de la figure 4.12. Chacune de ces sous-figures contient l'histogramme de l'énergie vraie (McLogEnergy) normalisé par le nombre total d'événements de la sous-figure (*i.e.* le bin en énergie reconstruite). Ces histogrammes normalisés ont eux aussi des bins de taille logarithmique 0.25 si bien qu'ils donnent le pourcentage d'événements appartenant à un bin d'énergie reconstruite i , dans un bin d'énergie vraie j . S'il n'y avait pas de redistribution bin-à-bin, chaque sous-figure ne montrerait qu'une seule barre (noire) à 100%. On voit clairement sur la figure 4.12 que cela n'est pas le cas (barres rouges), il peut même arriver que le nombre d'événements assignés au bon bin soit comparable au nombre d'événements assignés au bin inférieur (voir histogramme en haut à droite sur la figure 4.12). On constate,

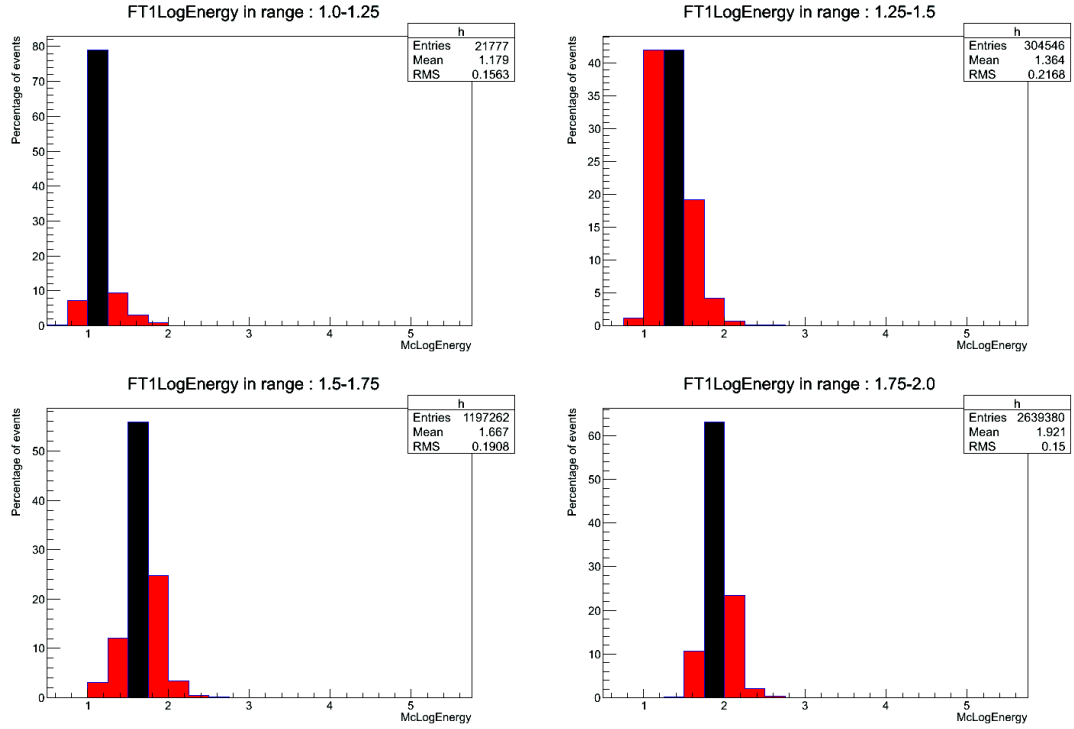


FIGURE 4.12 – Redistribution en énergie. En noir le pourcentage d'événements attribués dans le même bin en énergie reconstruite qu'en énergie vraie. En rouge le pourcentage des événements redistribués dans les bins adjacents.

en effet que pour une énergie reconstruite entre 18 et 32 MeV, seuls 42% de ces événements ont une énergie vraie entre 18 et 32 MeV. C'est là le cas le plus extrême. Dans les autres bins en énergie reconstruite, cette fraction varie de 50% à 60%, à mesure que l'énergie augmente. Prendre en compte la dispersion en énergie à basse énergie est donc crucial pour l'analyse de sources gamma comme celles présentées au chapitre 6. Nous allons donc voir à présent comment la dispersion en énergie est modélisée dans les IRF du LAT.

4.3.4 Dispersion en énergie dans les IRF

La dispersion en énergie caractérise la justesse de la reconstruction en énergie. Si l'on appelle E l'énergie vraie d'un photon, et E' son énergie reconstruite par le LAT, on peut alors définir la déviation en énergie comme :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E' - E}{E}. \quad (4.12)$$

La distribution de cette quantité dépend de l'énergie et de l'angle d'incidence des photons. Par exemple, il est difficile de déterminer l'énergie d'un photon de basse énergie car celui-ci n'a que peu de chance d'atteindre le calorimètre. Le trajectographe

doit alors prendre le relais, mais il est moins précis que le calorimètre car il n'a pas été spécifiquement conçu pour la mesure d'énergie. La détermination de la dispersion en énergie s'effectue donc sur une grille en énergie et en θ , à partir de simulations Monte Carlo. On divise la gamme en énergie vraie du LAT ($\log E = 1.25 - 5.75$) en 18 bins de largeur 0.25 et on divise la gamme des θ vrais ($\cos \theta = 0.2-1.0$) en 8 bins de taille 0.1. Afin d'estimer la dispersion en énergie sur toute la gamme en énergie et en θ du LAT, il est commode de recourir à une dispersion en énergie réduite (*scaled*), où le facteur d'échelle (*scaling factor*) est égal au quantile à 68% de la distribution de la dispersion en énergie. De cette manière toutes les distributions auront des sigmas proches. L'expérience montre qu'ainsi l'ajustement des distributions converge plus facilement. Les facteurs d'échelle trouvés dans chaque bin en énergie et θ sont ajustés par la fonction suivante :

$$Sd(E, \theta) = c_0(\log(E))^2 + c_1(\cos \theta)^2 + c_2 \log(E) + c_3 \cos \theta + c_4 \log(E) \cos \theta + c_5 \quad (4.13)$$

On dispose ainsi d'une représentation paramétrique du facteur d'échelle. La dispersion en énergie réduite s'exprime alors :

$$x = \frac{E' - E}{E.Sd(E, \theta)}. \quad (4.14)$$

4.3.5 Sur-échantillonnage (*Over-binning*)

L'étape suivante consiste à construire l'histogramme de la dispersion en énergie réduite dans chaque bin de notre grille en (E, θ) . Pour cela on utilisait, avant cette thèse, les événements du bin considéré mais aussi ceux des bins voisins. Par exemple si l'on considère le bin $\log E = [3.25 : 3.50]$, $\cos \theta = [0.5 : 0.6]$, on utilisera les événements de l'intervalle $\log E = [3.00 : 3.75]$, $\cos \theta = [0.4 : 0.7]$ pour construire notre histogramme. L'avantage de l'*over-binning* est qu'il permet d'avoir une plus grande statistique, particulièrement à basse énergie où celle-ci est faible, mais comme on l'a vu à la figure 4.13, l'*over-binning* a aussi pour effet de biaiser l'ajustement. Afin d'évaluer l'impact de la statistique sur l'ajustement, je me suis focalisé sur le bin $E = [18 ; 32]$ MeV, $\cos \theta = [0.2 ; 0.3]$, pour des événements SOURCE, qui est un bin de faible statistique (495 événements). J'ai ensuite simulé à l'aide de GLEAM² des photons supplémentaires dans ce bin, et j'ai sélectionné ceux de la classe SOURCE, que j'ai finalement ajoutés aux événements précédents afin de construire l'histogramme de la dispersion en énergie réduite (voir figure 4.14). Le nouvel histogramme contient 6181 événements. On constate bien une amélioration du χ^2/NDF ³ (de 1.25 à 1.17) et les paramètres trouvés avec plus de statistique ne sont pas tous compatibles avec les anciens, à 1 sigma, comme le biais par exemple. Suite à ce travail des simulations dédiées à basse et haute énergie ont été produites par la collaboration et ont permis d'augmenter la statistique dans ces régions.

2. GLEAM : *G*Last *E*vent *A*nalysis *M*achine

3. $\chi^2 = \sum \frac{(\text{data} - \text{model})^2}{\text{model}}$ et NDF est le nombre de degrés de liberté.

Nous avons donc proposé l'abandon du sur-échantillonnage pour la dispersion en énergie mais également pour la PSF, où les mêmes problèmes apparaissaient. Les histogrammes présentés par la suite sont construits en utilisant uniquement les événements du bin considéré. Les histogrammes sont ajustés par une fonction que l'on décrira dans le paragraphe suivant et les paramètres obtenus sont stockés dans une table. Ces tables sont stockées dans des fichiers FITS.

4.3.6 Paramétrisation précédente

Avant ce travail de thèse, la dispersion en énergie était modélisée par la fonction de Rando (voir figure 4.15). Cette fonction est définie par morceaux et comprend 6 paramètres libres : NORM, LS1, RS1, BIAS, LS2 et RS2. Elle repose sur la fonction de base g (fonction exponentielle de puissance : *exponential power function*), dont l'expression est donnée par :

$$g(x, \sigma, b, p) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - b}{\sigma} \right)^p \right] \quad (4.15)$$

La fonction totale est définie comme :

$$R(x) = NORM \begin{cases} n_{scale} g(x, LS2, BIAS, PINDEX2) & \text{si } x < BIAS - 1.5 \\ g(x, LS1, BIAS, PINDEX1) & \text{si } BIAS - 1.5 < x < BIAS \\ g(x, RS1, BIAS, PINDEX1) & \text{si } BIAS < x < BIAS + 1.5 \\ n_{scale} g(x, RS2, BIAS, PINDEX2) & \text{si } x > BIAS + 1.5 \end{cases} \quad (4.16)$$

avec $PINDEX1 = 1.6$ and $PINDEX2 = 0.6$. Le paramètre n_{scale} est calculé afin que la fonction soit continue en $x = BIAS - 1.5$ et $x = BIAS + 1.5$. Cette fonction permet une description efficace de la dispersion en énergie dans la gamme d'énergie moyenne du LAT (1-10 GeV) mais est moins efficace à basse (< 100 MeV) et haute énergie (> 300 GeV), comme le montre le tableau 4.1.

Le nouvel algorithme de reconstruction Pass 8 permet l'augmentation de la section efficace à basse énergie (< 100 MeV), ce qui implique une plus grande population de photons de basse énergie dans les données. Or, à basse énergie, la dispersion en énergie est importante et ces photons de basse énergie peuvent être reconstruits à des énergies de l'ordre du GeV. Des études Monte Carlo ont montré que la dispersion en énergie était non négligeable (5-10%) jusqu'à des énergies de quelques GeV, dans le cadre de Pass 8. Ainsi une meilleure description de la dispersion en énergie à basse énergie est cruciale pour l'exploitation des données Pass 8, à la différence des données Pass 7 pour lesquelles elle a souvent été négligée.

4.3.7 Amélioration de la paramétrisation

Une partie importante de ce travail de thèse a donc consisté à améliorer la fonction de Rando afin de mieux décrire la dispersion en énergie. Pour cela j'ai commencé par étudier l'évolution de la forme des histogrammes en fonction de l'énergie. Il est

apparu alors qu'à basse énergie les histogrammes sont moins piqués qu'à moyenne énergie (quelques GeV). C'est la raison pour laquelle l'ajustement ne peut pas être bon à basse énergie. En effet les indices PINDEX1 et PINDEX2 fixes ne permettent pas de rendre compte de cette courbure (voir première ligne du tableau 4.1). Pour cela il faudrait un indice plus proche de 2 (faisant alors de la fonction de Rando une combinaison de gaussiennes). De même, à haute énergie ($E > 300$ GeV) la distribution est trop piquée pour que l'ajustement par la fonction de Rando soit efficace. La première étape de ce travail a donc consisté à laisser les indices PINDEX1 et PINDEX2 libres lors de l'ajustement. J'ai pu constater alors (voir tableau 4.1) une nette amélioration de l'ajustement, qui se traduit par un rapport χ^2/NDF plus proche de 1 et des résidus plus plats.

Les paramètres dépendent à la fois de l'énergie et de l'angle incident. Ils sont évalués via simulation Monte Carlo. Afin de les connaître pour n'importe quel couple (E, θ) on utilisait jusqu'alors une interpolation des paramètres. La variation des paramètres devait donc être continue afin que l'interpolation soit valable. Or le fait de libérer les indices PINDEX1 et PINDEX2 rend l'ajustement plus complexe de sorte que la variation des paramètres en fonction de E et θ devient par endroit discontinue (voir la figure 4.16). Afin de rendre l'ajustement moins complexe il faudrait pouvoir, par exemple, réduire le nombre de paramètres. C'est possible pour le paramètre NORM qui peut être calculé plutôt qu'ajusté, ce n'est toutefois pas suffisant. Les discontinuités dans la variation des paramètres sont les plus fortes pour *PINDEX1* et *PINDEX2*. Afin de résoudre ce problème nous avons essayé d'ajuster ces deux paramètres par une fonction continue de E et θ afin de capturer les variations globales de ces paramètres (voir figure 4.17). La fonction utilisée était un polynôme homogène d'ordre 3 :

$$c_0X^3 + c_1Y^3 + c_2X^2Y + c_3XY^2 + c_4X^2 + c_5Y^2 + c_6XY + c_7X + c_8Y + c_9, \quad (4.17)$$

avec $X = \log(E_{MC})$ et $Y = \cos(\theta_{MC})$. J'ai ensuite fixé les paramètres *PINDEX1* et *PINDEX2* aux valeurs prévues par ces formules dans chaque bin. Les autres paramètres libres de la fonction de Rando sont alors ajustés en conséquence et la variation des paramètres obtenus est moins discontinue (voir figure 4.18). Néanmoins les χ^2/NDF sont parfois moins bons que lorsque tous les paramètres sont laissés libres. La qualité du fit peut donc pâtir de cette méthode.

La réponse finale au problème a été de faire une interpolation fonctionnelle plutôt qu'une interpolation des paramètres. De cette manière la variation des paramètres n'est plus un souci. Les paramètres PINDEX1 et PINDEX2 ont donc pu être laissés libres dans la suite.

Un autre inconvénient de la fonction de Rando est le fait qu'elle soit définie par morceaux. Bien que la continuité de la fonction soit assurée, la continuité de sa dérivée n'est pas garantie. Cette non-continuité de la dérivée peut être problématique

Méthode	18-32 MeV	5-10 GeV	300-500 GeV
Rando	<p>Energy: 18-32MeV and CosTheta: 0.8-0.9</p> <p>$\chi^2 / \text{ndf} = 300 / 69$</p> <p>norm 0.03605 ± 0.00063 ls1 0.7536 ± 0.0246 rs1 9 ± 0.4 bias 0.5 ± 0.0 ls2 0.02753 ± 0.00320 rs2 0.1422 ± 0.0046</p>	<p>Energy: 5623-10000MeV and CosTheta: 0.7-0.8</p> <p>$\chi^2 / \text{ndf} = 617.3 / 88$</p> <p>norm 0.07929 ± 0.00036 ls1 0.6658 ± 0.0037 rs1 0.55 ± 0.00 bias -0.03184 ± 0.00442 ls2 0.09435 ± 0.00137 rs2 0.07556 ± 0.00158</p>	<p>Energy: 316228-562341MeV and CosTheta: 0.7-0.8</p> <p>$\chi^2 / \text{ndf} = 2692 / 88$</p> <p>norm 0.08423 ± 0.00040 ls1 0.653 ± 0.003 rs1 0.485 ± 0.003 bias 0.02259 ± 0.00365 ls2 0.1237 ± 0.0017 rs2 0.05256 ± 0.00126</p>
Rando & indices libres	<p>Energy: 18-32MeV and CosTheta: 0.8-0.9</p> <p>$\chi^2 / \text{ndf} = 80.22 / 58$</p> <p>ls1 1.388 ± 0.135 rs1 1.669 ± 0.146 bias 1.375 ± 0.103 ls2 1.291 ± 0.042 rs2 1.87 ± 0.05</p>	<p>Energy: 5623-10000MeV and CosTheta: 0.7-0.8</p> <p>$\chi^2 / \text{ndf} = 253.2 / 89$</p> <p>ls1 0.6012 ± 0.0032 rs1 0.4685 ± 0.0025 bias -0.02091 ± 0.00442 ls2 0.266 ± 0.003 rs2 0.2185 ± 0.0033</p>	<p>Energy: 316228-562341MeV and CosTheta: 0.7-0.8</p> <p>$\chi^2 / \text{ndf} = 677.4 / 79$</p> <p>ls1 0.3125 ± 0.0016 rs1 0.2183 ± 0.0014 bias 0.01713 ± 0.00281 ls2 0.2477 ± 0.0019 rs2 0.0998 ± 0.0021</p>

TABLE 4.1 – Comparaison entre l’ajustement d’histogramme de la dispersion en énergie réduite à basse, moyenne et haute énergie, avec la fonction de Rando. Le fit est nettement amélioré en relâchant les indices (ligne du bas). On peut le constater par l’amélioration des χ^2/NDF et l’aplatissement des résidus.

lors de l'ajustement des nombreux paramètres. Nous avons donc choisi d'aller au-delà de la fonction de Rando en utilisant une fonction à dérivée continue qui ne soit pas définie par morceaux. Les constituants de base de cette fonction sont toutefois similaires à ceux de la fonction de Rando : des fonctions exponentielles de puissance (*exponential power function*). Ces fonctions asymétriques peuvent s'écrire :

$$g(x; \sigma, k, b, p) = \frac{p}{\sigma \Gamma(1/p)} \frac{1}{1+k^2} \begin{cases} \exp\left(-\frac{k^p}{\sigma^p} |x-b|^p\right) & \text{si } x-b \geq 0 \\ \exp\left(-\frac{1}{k^p \sigma^p} |x-b|^p\right) & \text{si } x-b < 0 \end{cases} \quad (4.18)$$

Cette fonction est normalisée à 1 et dépend de 4 paramètres (σ , k , b et p) :

- σ : traduit la largeur du pic,
- k : est le paramètre d'asymétrie,
- b : le biais,
- p : l'indice (traduit la courbure du pic).

Afin de décrire correctement la dispersion en énergie, on combinera deux de ces fonctions :

$$g_{tot} = F g(x; S1, K1, BIAS1, PINDEX1) + (1-F) g(x; S2, K2, BIAS2, PINDEX2), \quad (4.19)$$

où F est une fraction dont la valeur est comprise dans l'intervalle $[0;1]$. Les figures 4.20 montrent le résultat d'un fit par cette fonction sur une simulation Monte Carlo, utilisée pour définir les IRF P8V5 du LAT. La figure 4.19 montre la variation des paramètres pour la formulation finale de la dispersion en énergie adoptée pour Pass 8.

L'ajustement de la dispersion en énergie réduite est meilleur avec la nouvelle paramétrisation à basse énergie comme le montre la figure 4.21, mais aussi à haute énergie (voir figure 4.22). Tout cela en n'étant pas moins performante que la fonction de Rando aux énergies intermédiaires (voir figure 4.23).

L'amélioration de l'ajustement grâce à la nouvelle paramétrisation est aussi vraie de manière générale comme le montre la figure 4.24 qui montre le χ^2/NDF en fonction de l'indice du bin, pour l'ancienne fonction (gauche) et la nouvelle (droite). Le gain, en terme de χ^2/NDF , peut dépasser un facteur 10.

Des analyses dédiées réalisées sur les classes :

- SOURCE
- CLEAN
- ULTRACLEAN
- TRANSIENT_R010
- TRANSIENT_TKRONLY_R010
- TRANSIENT_TKRONLY_R100
- SOURCE_PSF0
- SOURCE_EDISP0

ont permis de montrer que la nouvelle fonction s'adapte bien sur toute la gamme en énergie et en θ , pour toutes ces classes, et de manière générale pour tous les types et classes d'événements. Certaines de ces analyses sont présentées en annexe B pour référence.

Dans ce chapitre nous avons couvert la manière dont est définie et paramétrée la réponse instrumentale du LAT, sa réponse angulaire (PSF), sa réponse en énergie (Edisp) et sa surface effective. Nous avons également discuté des améliorations techniques apportées par ce travail de thèse, la plus importante étant l'élaboration d'une nouvelle paramétrisation de la dispersion en énergie. Ces améliorations techniques ajoutées à celles de Pass 8 ainsi que les outils d'analyse, qui seront présentés au chapitre 5, permettent d'envisager les premières études à basse énergie avec le LAT, qui seront présentées au chapitre 6.

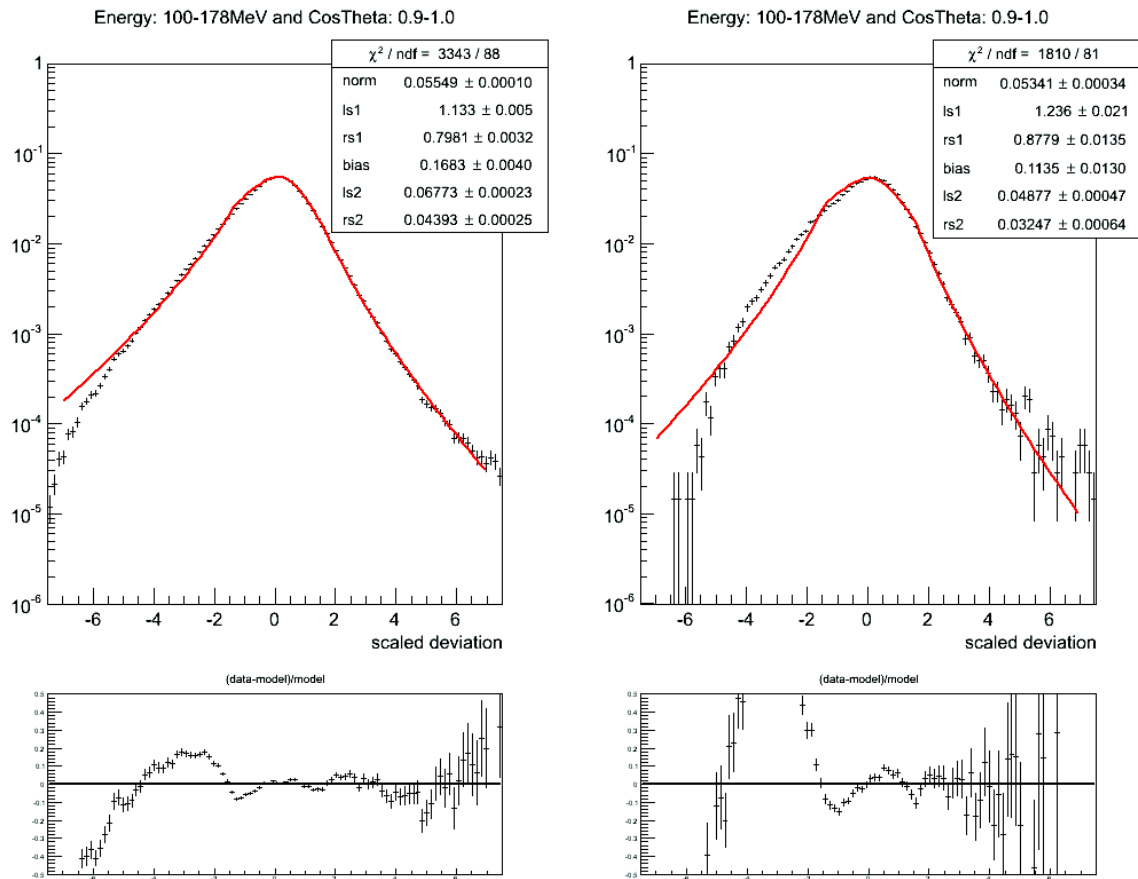


FIGURE 4.13 – Histogramme de la dispersion en énergie réduite, pour des événements d'énergie entre 100 et 178 MeV, à incidence normale, de classe SOURCE. La figure de gauche montre l'histogramme avec *over-binning* et la figure de droite sans *over-binning*. La forme de l'histogramme est impactée par l'*over-binning* ainsi que l'ajustement de la fonction de Rando. Pour ce bin, dans le cas sans *over-binning* cette dernière n'est pas capable de s'ajuster à l'histogramme de manière satisfaisante. La partie inférieure de chaque figure montre les résidus de l'ajustement (données-modèle/modèle)

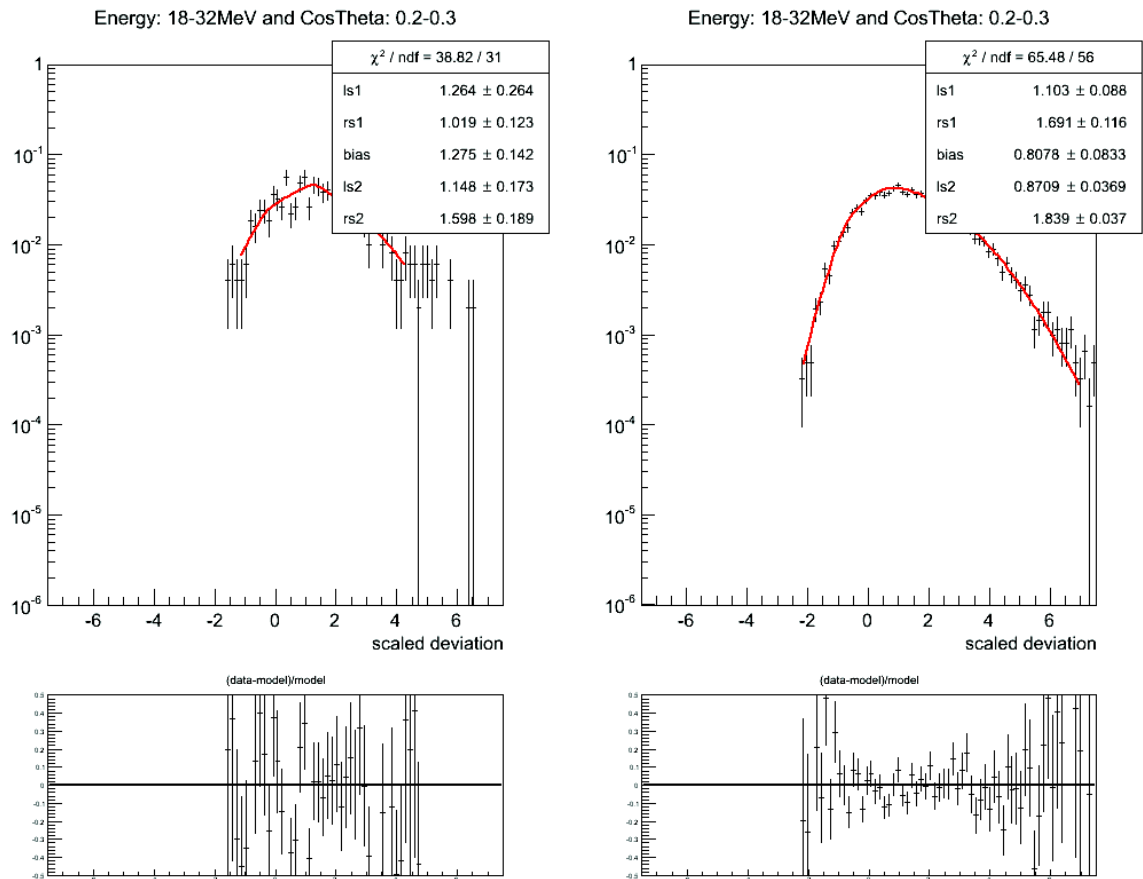


FIGURE 4.14 – Histogramme de la dispersion en énergie réduite, pour des événements d'énergie entre 18 et 32 MeV, à forte incidence, de classe SOURCE. La figure de gauche montre l'histogramme de base et la figure de droite l'histogramme avec plus de statistique. La faible statistique à basse énergie a un impacte sur l'ajustement d'où la nécessité de simulation dédiées à basse énergie.

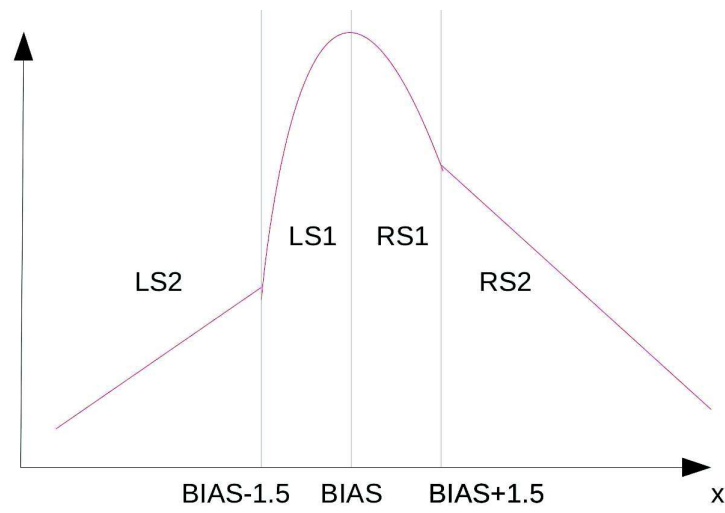


FIGURE 4.15 – Schéma de la fonction de Rando.

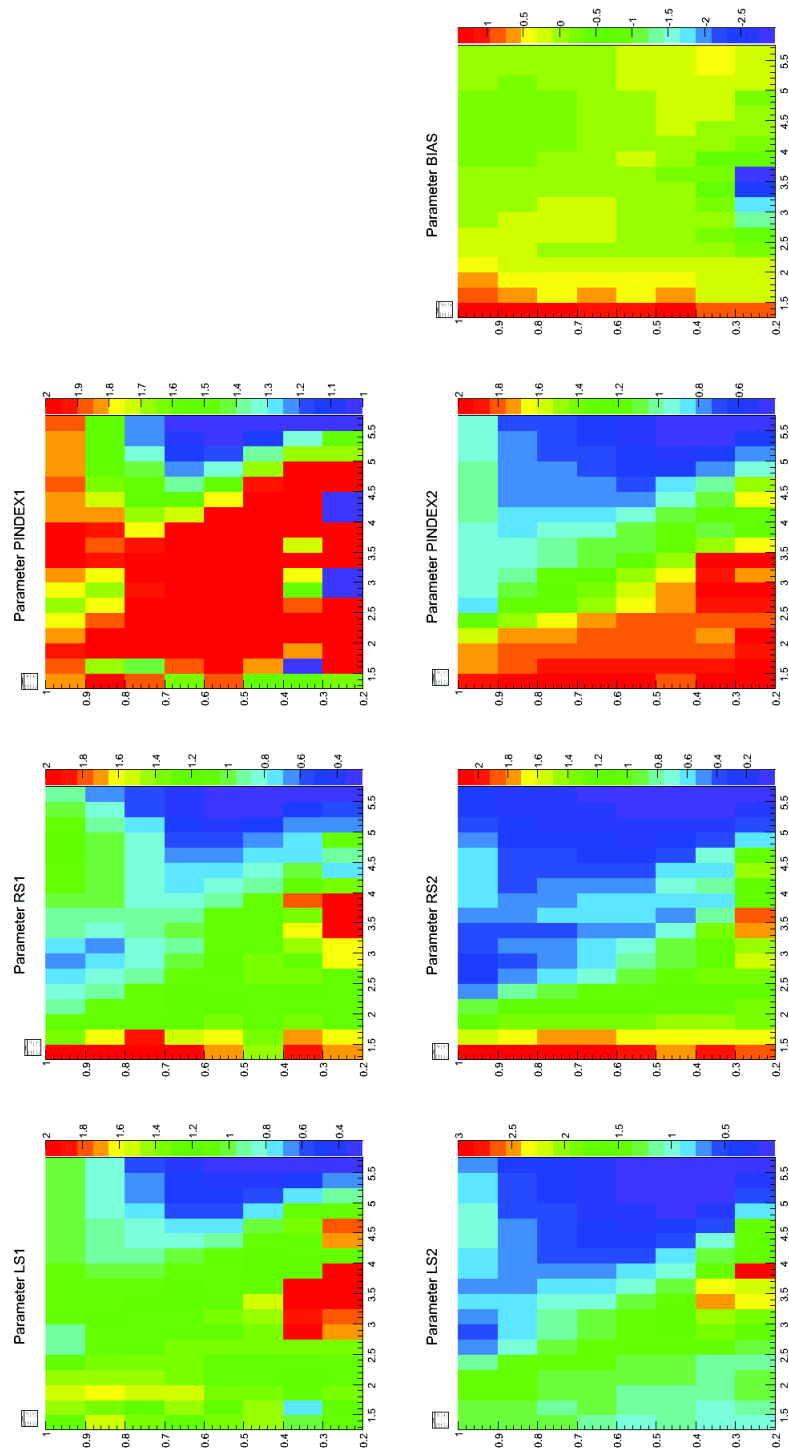


FIGURE 4.16 – Variation des paramètres de la fonction modélisant la dispersion en énergie en fonction de E et θ dans le cas SOURCE : :FRONT. Ici les paramètres PINDEX1 et PINDEX2 sont libres. On constate alors que la variation des paramètres est irrégulière.

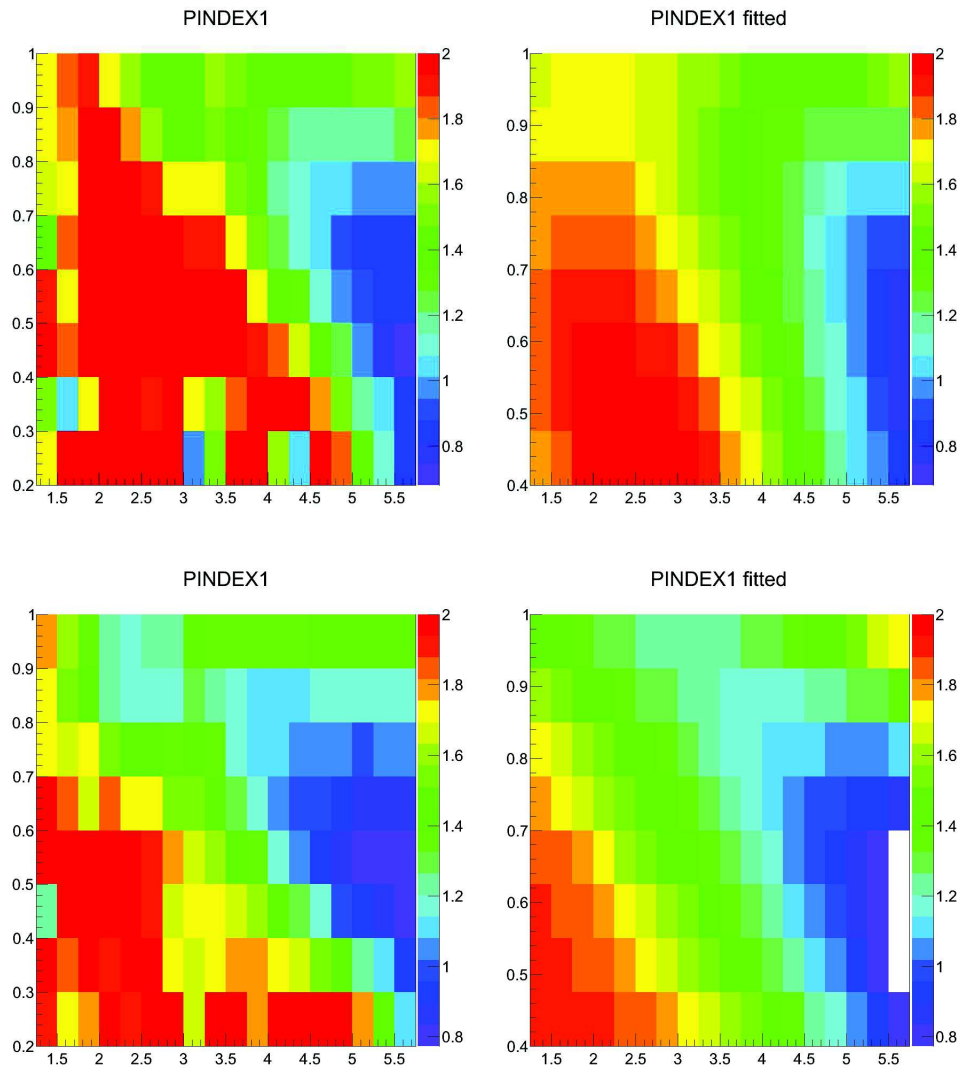


FIGURE 4.17 – Chaque sous-figure montre l’ajustement du paramètre PINDEX1 en fonction de E et θ par un polynôme d’ordre 3 (à droite) comparé aux valeurs trouvées lors de l’ajustement de la fonction de Rando avec indices libres (à gauche). La sous-figure du haut dans le cas d’événements SOURCE : :FRONT et celle du bas dans le cas SOURCE : :BACK. Cette étape permet d’éliminer les discontinuités de variation de ce paramètre, mais réduit la qualité de l’ajustement de la fonction de Rando. L’échelle de couleur pour la représentation paramétrique des indices (colonne de droite) a été fixée à celle des indices ajustés (colonne de gauche) afin de faciliter la comparaison. Les zones blanches sont hors-échelle (PINDEX1 < 0.8).

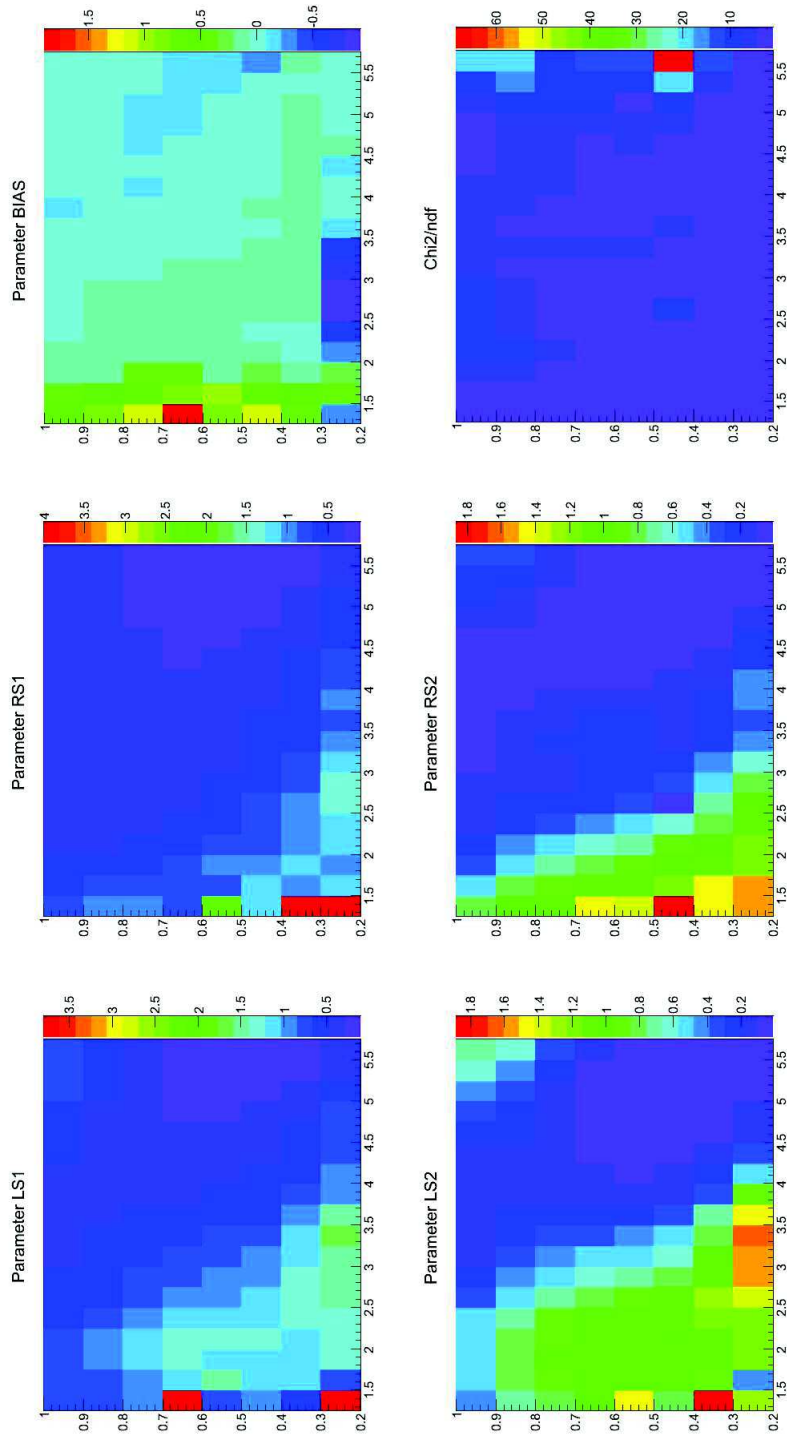


FIGURE 4.18 – Variation des paramètres de la fonction modélisant la dispersion en énergie en fonction de E et θ dans le cas SOURCE : :FRONT. Ici les paramètres PINDEX1 et PINDEX2 sont fixés aux valeurs ajustées à la figure 4.17. On constate alors que la variation des paramètres est plus régulière que lorsque tous les paramètres sont libres (voir figure 4.16), mais cela au dépend de la qualité du fit comme le montre le χ^2/NDF .

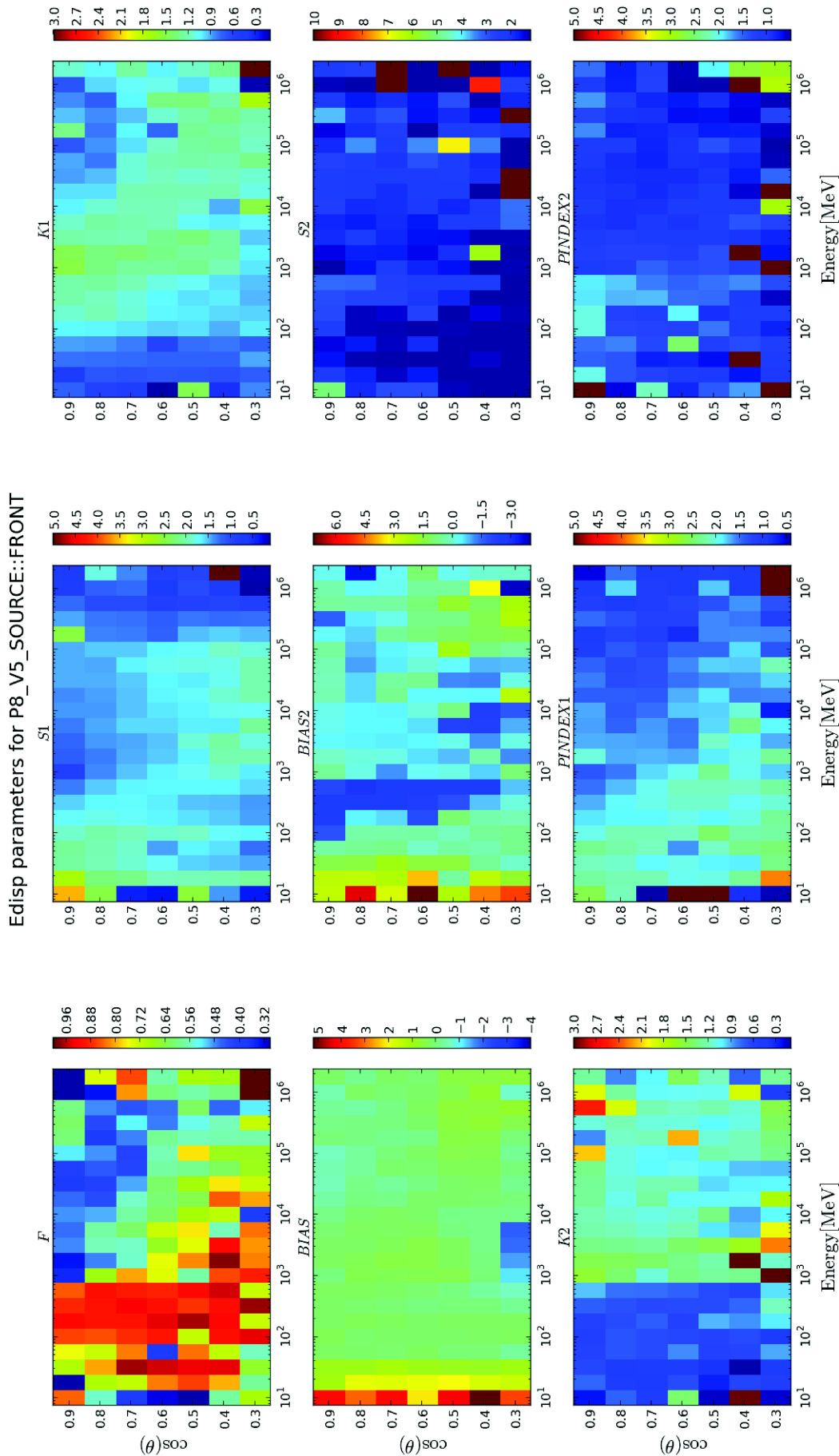


FIGURE 4.19 – Variation des paramètres de la fonction modélisant la dispersion en énergie finalement adoptée pour Pass 8 en fonction de E et θ dans le cas SOURCE : :FRONT.

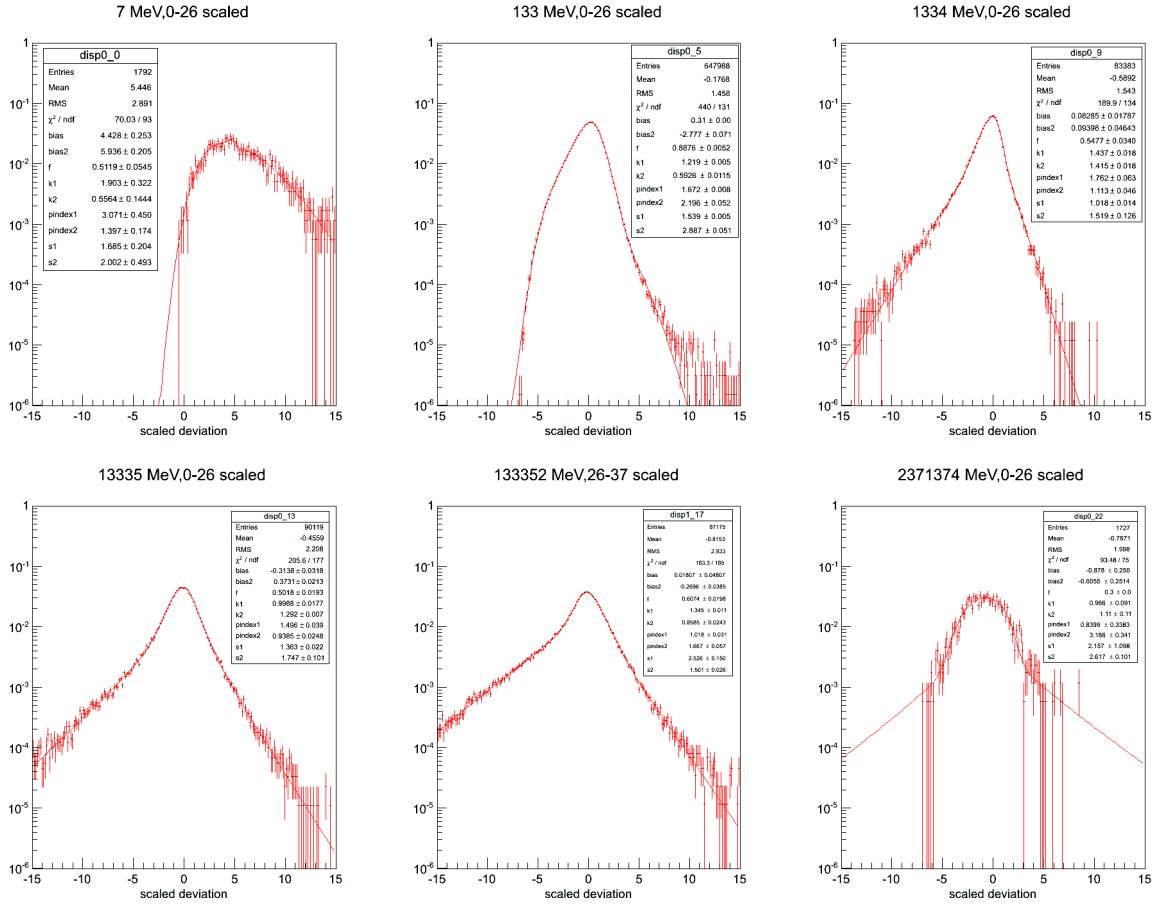


FIGURE 4.20 – Variation de la forme de l'histogramme de la dispersion en énergie en fonction de l'énergie pour des événements SOURCE : :FRONT situés dans des bins d'énergie moyenne (de droite à gauche et de haut en bas), 7 MeV, 133 MeV, 1 GeV, 13 GeV, 133 GeV et 2 TeV, et ayant un angle d'incidence entre 0 degré et 26 degrés (incidence normale). On voit que la nouvelle paramétrisation de la dispersion en énergie parvient à s'ajuster convenablement sur toute la gamme d'énergie du LAT soit 6 ordres de grandeur.

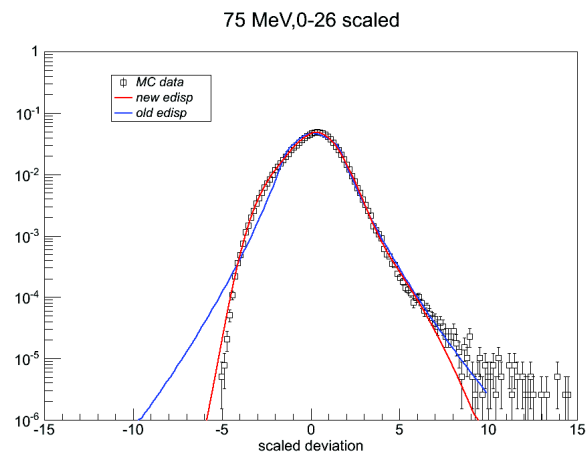


FIGURE 4.21 – Histogramme de la dispersion en énergie réduite entre 56 et 100 MeV, pour des événements ayant un angle incident avec le LAT (θ) entre 0 et 26 degrés, de la classe SOURCE et de type FRONT. La ligne rouge montre l’ajustement par la nouvelle paramétrisation de la dispersion en énergie tandis que la ligne bleue montre l’ajustement par la fonction de Rando.

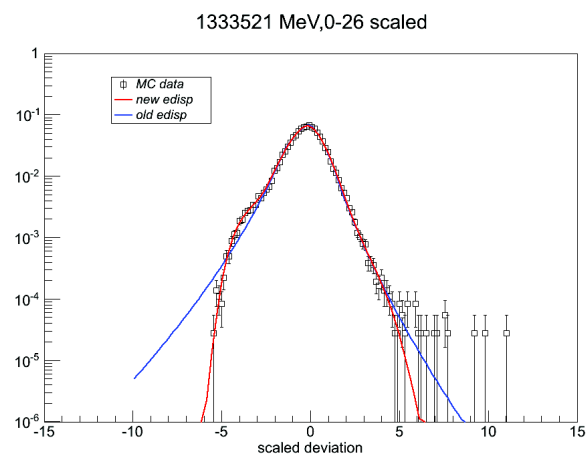


FIGURE 4.22 – Histogramme de la dispersion en énergie réduite entre 1 et 1.8 TeV, pour des événements ayant un angle incident avec le LAT (θ) entre 0 et 26 degrés, de la classe SOURCE et de type FRONT. La ligne rouge montre l’ajustement par la nouvelle paramétrisation de la dispersion en énergie tandis que la ligne bleue montre l’ajustement par la fonction de Rando.

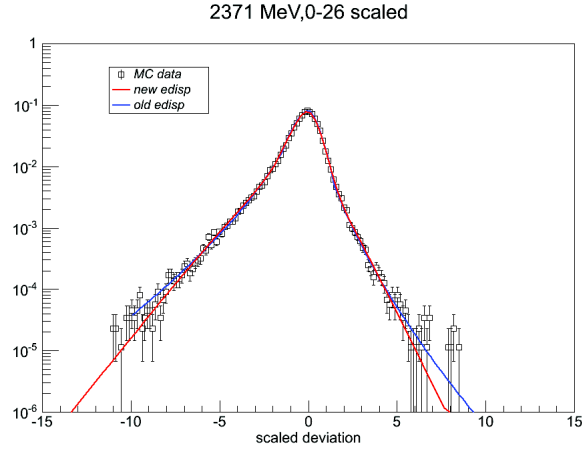


FIGURE 4.23 – Histogramme de la dispersion en énergie réduite entre 1.8 et 3.2 GeV, pour des événements ayant un angle incident avec le LAT (θ) entre 0 et 26 degrés, de la classe SOURCE et de type FRONT. La ligne rouge montre l'ajustement par la nouvelle paramétrisation de la dispersion en énergie tandis que la ligne bleue montre l'ajustement par la fonction de Rando.

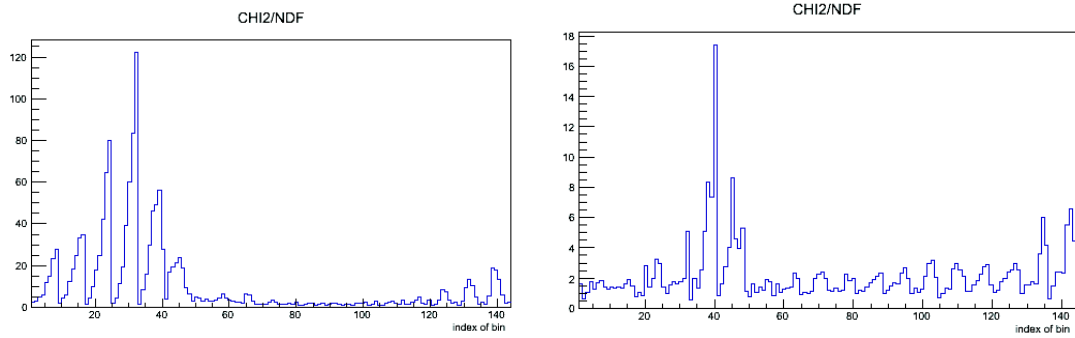


FIGURE 4.24 – La figure de gauche montre le rapport χ^2/ndf en fonction de l'indice du bin pour la fonction de Rando. Si l'on considère le $i^{\text{ème}}$ bin en $\log(E)$ et le $j^{\text{ème}}$ bin en $\cos(\theta)$, alors l'indice du bin $(\log(E), \cos(\theta))$ est $k = j + 8i$. Ainsi les variations rapides sont celles en θ et les lentes celles en E . La figure de droite montre la même chose pour la nouvelle fonction. Le gain peut dépasser un facteur 10.

Les outils d'analyse des données du LAT.

Sommaire

5.1	Méthode du maximum de vraisemblance	93
5.2	La chaîne classique d'analyse	95
5.3	Outils pour la basse énergie	98
5.3.1	Mode HEALPix dans <i>gtbin</i>	98
5.4	L'outil d'analyse GaRDiAn	100
5.4.1	Les particularités de GaRDiAn	101
5.4.2	Utilisation de GaRDiAn	102

Afin d'étudier les données du LAT, la collaboration met à disposition, et utilise elle-même, un certain nombre d'outils regroupés sous l'appellation *Science Tools*. Le but de ce chapitre est de présenter, parmi ces outils, ceux que l'on utilise couramment dans le cas d'une analyse de source, et de décrire la séquence dans laquelle ils sont utilisés. La procédure d'ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance qui est utilisée par l'outil *glike* est aussi présentée dans le cas binné comme dans le cas non-binné. D'autres outils spécifiques à l'étude des sources transitoires, comme les GRB, font aussi partie des *Science Tools*, mais ils ne sont pas abordés ici. Un autre outil d'analyse de données, extérieur aux *Science-Tools*, mais aussi développé par un membre de la collaboration, appelé GaRDiAn, sera présenté dans ce chapitre, car c'est un outil adapté à l'analyse *all-sky* à basse énergie présentée au chapitre 6.

5.1 Méthode du maximum de vraisemblance

Les modèles utilisés afin de décrire des sources astrophysiques comportent un certain nombre de paramètres libres. Afin d'évaluer ces paramètres, on cherche à ce

que les modèles obtenus soient les plus proches possible des données. La méthode la plus couramment utilisée au sein de la collaboration *Fermi*-LAT est la méthode dite du maximum de vraisemblance.

On commence par biner nos données en énergie reconstruite E' ainsi qu'en position reconstruite X' . Soit n_k le nombre de coups dans le bin k ($\Delta E'_k, \Delta X'_k$), alors la probabilité d'observer n_k coups dans le bin k ($\Delta E'_k, \Delta X'_k$) est donnée par la distribution de Poisson :

$$L = \prod_{k=1}^{N_{bins}} \frac{m_k^{n_k} e^{-m_k}}{n_k!} \quad , \quad (5.1)$$

avec m_k le nombre de coups dans le bin k ($\Delta E'_k, \Delta X'_k$) prédit par le modèle. Afin de trouver les paramètres du modèle qui optimisent l'accord données/modèle, on cherche à maximiser cette probabilité, aussi appelée fonction de vraisemblance (*likelihood*). Dans la pratique on cherche à minimiser $-\log(L)$:

$$\log(L) = \sum_{k=1}^{N_{bins}} n_k \log(m_k) - m_k - \log(n_k!). \quad (5.2)$$

Le dernier terme ne dépendant pas du modèle, il n'aura pas d'influence lors de l'ajustement des paramètres du modèle, on peut donc le supprimer. On obtient alors l'expression suivante :

$$\log(L) = \sum_{k=1}^{N_{bins}} n_k \log(m_k) - m_k. \quad (5.3)$$

Le nombre de coups prédit par le modèle dépend évidemment de la manière dont on modélise nos sources, mais aussi des fonctions de réponse de l'instrument. En effet les modèles, exprimés dans l'espace des énergies (E) et positions (X) vraies doivent être convolués à la réponse de l'instrument afin d'être transcrits dans l'espace des énergies (E') et positions (X') reconstruites qui sont celles que l'on mesure. Le modèle prédit un nombre de photons, mais on mesure des coups, la connaissance de l'instrument permet de faire le lien entre les deux. Ainsi, pour une source i du modèle, le nombre de coups attendu dans le bin k est :

$$m_{ik} = \int_{\Delta E'_k} \int_{\Delta X'_k} dE' dX' \int_{\Delta t_{obs}} dt \int_{model} dE dX \text{IRF}(E, E', X, X') S_i(E, X) \quad , \quad (5.4)$$

où S_i est le modèle spatial et spectral de la i -ème source en unités de $dN/(dEdAdtd\Omega)$ soit (photons $\text{MeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$).

Le terme IRF est le produit des fonctions de réponse du LAT, à savoir la surface effective de détection (A_{eff}), la dispersion en énergie ($Edisp$), et la fonction d'étalement du point (Psf) :

$$\text{IRF}(E', E, X', X) = A_{eff}(E, \theta, \phi) Edisp(E', E, \theta) Psf(E, \theta). \quad (5.5)$$

On remarque que la définition du terme IRF ci-dessus suppose que les fonctions de réponses de l'instrument soient factorisables. En particulier on remarque que seul E_{disp} dépend de l'énergie reconstruite E' . Bien que cette hypothèse de factorisation ne soit pas complètement rigoureuse, des études ont montré qu'elle était tout à fait raisonnable. Dans le cas de faible statistique, ou si l'on souhaite conserver toute l'information sur nos coups plutôt que de moyenniser sur un bin, on pourra utiliser la même technique en mode non binné. L'astuce consiste simplement à s'assurer que le *binning* est suffisamment fin pour que chaque bin k ($\Delta E'_k, \Delta X'_k$) ne contienne au maximum qu'un seul événement.

5.2 La chaîne classique d'analyse

L'analyse des données du LAT passe par l'obtention du spectre de la source que l'on souhaite étudier. Pour cela un certain nombre d'étapes sont nécessaires. Il faut préparer les données, connaître la réponse de l'instrument relative aux observations de cette source ainsi que le temps passé à l'observer, et il faut aussi être capable de différencier l'émission gamma liée à la source de celle du reste du ciel, communément appelé "fond". Pour cela, la collaboration met à disposition un environnement d'analyse appelé *Science Tools*, ainsi qu'un modèle des composantes du fond.

Les *Science Tools* utilisent les fichiers FT1 et FT2 (voir section 3.4.2) comme entrées. Leurs sorties sont aussi stockées au format FITS. Le principe de fonctionnement des *Science Tools* implique bien souvent de devoir utiliser la sortie d'un *Science Tool* en entrée d'un autre. Les paragraphes suivants décrivent l'enchaînement des étapes nécessaires à l'analyse "classique"¹ des données du LAT.

On commence par sélectionner les données utiles à l'aide de *gtselect* pour appliquer des coupures relatives à la classe et au type de données. On peut également choisir, grâce à cet outil, de restreindre l'analyse à une certaine classe ou à un certain type d'événements. Il est aussi possible de réduire la gamme en énergie dans laquelle on souhaite travailler. On peut, toujours grâce à cet outil, appliquer une coupure sur l'angle zénithal utile à la réduction de l'émission gamma terrestre. Enfin, on peut utiliser cet outil afin de ne conserver qu'une région autour de la source à étudier (région d'intérêt, ROI : *Region Of Interest*). On obtient alors un fichier FT1 réduit que l'on va pouvoir utiliser dans la suite de l'analyse.

A l'étape suivante, on utilise l'outil *gtmktime*. On peut alors choisir les coupures relatives aux variables du fichier FT2 que l'on souhaite, comme par exemple une coupure sur le *rocking angle*². A partir du fichier FT1 réduit et du fichier FT2 on peut réaliser une carte de notre ROI. Cette carte de coups est produite à l'aide de l'outil *gtbin* en mode CMAP, CCUBE ou HEALPIX. En mode CMAP *gtbin* produira une carte binnée dont on pourra choisir la taille ainsi que la résolution. Cette carte contiendra tous les événements du fichier FT1 présents dans la ROI quelque soit leur

1. On entend par là l'étude des sources non transitoires, ponctuelles ou de faible étendue spatiale.
2. angle entre l'axe zénithal et l'axe z du LAT (voir figure 3.6)

énergie. Le mode CCUBE permettra en plus d'un *binning* spatial, un *binning* en énergie. Le cube ainsi créé sera une juxtaposition de carte CMAP produites dans des intervalles d'énergies croissants et disjoints. Ces cartes et cubes utilisent un mode de projection défini par l'utilisateur, afin de construire une représentation plane de la sphère céleste. L'option HEALPIX, implémentée lors de ce travail de thèse permet de s'affranchir de toute projection plane en utilisant le format HEALPix³ (*Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization of a sphere*), qui pixelise la sphère de manière hiérarchique, en pixels de taille égale. Plus de détails sur le mode HEALPIX de *gbin* seront fournis à la section 5.3.1.

La réponse de l'instrument dépend de l'inclinaison de la source étudiée par rapport à l'axe zénithal du LAT. Il est important de connaître l'inclinaison du LAT par rapport à cette source ainsi que le temps utile passé à l'observer. On appelle *live-time* le temps pendant lequel le LAT enregistre des données utilisables de la source. L'outil *gtlcube* utilise les informations sur la position du satellite stockées dans le fichier FT2 ainsi que les GTI contenus dans la carte du ciel produite par *gbin*, pour produire un *livetime* cube (aussi appelé *lcube*), fonction de la direction sur le ciel et de l'angle incident des photons.

En utilisant le cube produit par *gbin* et le *lcube*, l'outil *gtexpcube2*, auquel on fournira les IRF à utiliser, génère un cube d'exposition. Cette carte d'exposition représente la surface effective multipliée par le temps d'observation en chaque point du ciel produisant des coups dans la région d'intérêt (ROI). L'étape précédente achève la préparation des données. On va maintenant vouloir confronter ces données aux modèles. Tout d'abord on va chercher à modéliser l'arrière-plan. Pour cela la collaboration *Fermi-LAT* distribue un certain nombre de modèles : des modèles de sources diffuses (émission diffuse galactique, émission gamma terrestre, émission isotrope) et des modèles pour les sources ponctuelles (contenues dans un catalogue 2FGL[43]/3FGL[44]⁴). Les modèles sont écrits dans un format XML. Voici par exemple comment se présente le modèle diffus galactique.

Listing 5.1 – Modèle du diffus galactique au format XML

```

1 <source_library title="source library">
2
3 <source name="Galactic Diffuse" type="DiffuseSource">
4 <spectrum type="PowerLaw">
5 <parameter free="1" max="10" min="0.1" name="Prefactor" scale="1"
   value="1.0"/>
6 <parameter free="0" max="1" min="-1" name="Index" scale="-1" value="
   0.001"/>
7 <parameter free="0" max="2000" min="50" name="Scale" scale="1" value
   ="500"/>
8 </spectrum>
9 <spatialModel file="template_4years_P8_V2_scaled.fits" type="
   MapCubeFunction">

```

3. <http://healpix.jpl.nasa.gov/>

4. respectivement les 2^{ème} et 3^{ème} catalogues Fermi (voir section 2.3).

```

10 <parameter free="0" max="1000" min="0.001" name="Normalization"
    scale="1" value="1"/>
11 </spatialModel>
12 </source>
13
14 </source_library>

```

Il contient un modèle spatial (cube au format FITS) et un modèle spectral, dont les paramètres peuvent être fixés ou laissés libres. Le modèle des sources ponctuelles est défini de manière analogue. Ces modèles doivent maintenant être convolués à la PSF du LAT. C'est l'outil *gtsrcmaps* qui prend en charge cette étape. Pour chaque source du modèle il génère une carte de coups qui est stockée dans une HDU (*Header Data Unit*) du fichier de sortie. Ce fichier, appelé *source map*, est la carte des coups prédits par le modèle avant tout ajustement, qui est utilisé en entrée de *gtlike*, l'outil qui s'occupe de l'ajustement des données au modèle via la méthode du maximum de vraisemblance décrite à la section 5.1. Le nombre important d'outils et de fonctionnalités des *Science Tools* permet d'effectuer des analyses dans des domaines aussi divers que l'étude de SNR, de GRB, de sources étendues ou de pulsars. La liste exhaustive des *Science Tools* est visible en figure 5.1

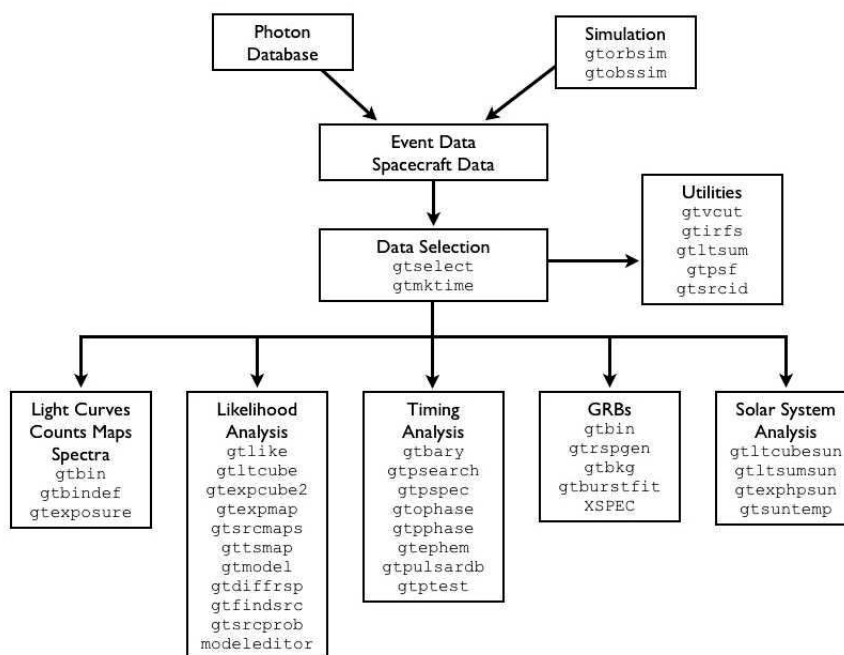


FIGURE 5.1 – Cette figure montre la variété et les liens entre les *Science Tools*, qui permettent l'analyse des données du LAT. *Source* : [http : //fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/overview.html](http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/overview.html)

5.3 Outils pour la basse énergie

5.3.1 Mode HEALPix dans *gtbin*

HEALPix

Aux énergies inférieures à 100 MeV la PSF du LAT devient importante (1° à 100 MeV, 10° à 10 MeV). Dans ces conditions l'extension spatiale de sources pourtant ponctuelles devient importante et l'étude de ces sources nécessite l'emploi de vastes ROI. Le problème majeur lors de l'emploi de grande ROI tient aux déformations induites par la projection plane de tout ou partie de la sphère céleste et à la lenteur de l'ajustement sur de tels ROI. De plus, ces déformations peuvent affecter l'estimation du flux d'une source et se répercuter sur l'estimation de ses paramètres spectraux.

Afin de s'affranchir de ces effets, on peut remplacer les cartes planes par des cartes sphériques. Pour cela on utilise HEALPix, un mode de pixellisation d'une sphère conçu au départ pour l'étude du CMB. HEALPix subdivise la sphère en pixels d'aire égale. Cette subdivision est hiérarchique car elle procède par itération. Au départ (ordre 0), la sphère est divisée en 12 pixels couvrant des aires égales. À l'étape suivante chacun des 12 pixels d'ordre 0 est subdivisé en 4 pixels d'ordre 1, eux aussi d'aires égales. Ainsi à l'ordre n la sphère est divisée en N_{pix} pixels d'aires égales avec :

$$N_{pix} = 12 (2)^{2n}. \quad (5.6)$$

On en déduit alors facilement l'aire d'un pixel :

$$A = \frac{4\pi}{N_{pix}}, \quad (5.7)$$

et la résolution angulaire typique :

$$R = \sqrt{\frac{4\pi}{N_{pix}}}. \quad (5.8)$$

La figure 5.2 montre le résultat d'une telle subdivision aux ordres 0, 1, 2 et 3. Une des spécificités de HEALPix est la numérotation des pixels. Elle peut s'effectuer de deux manières appelées RING et NESTED.

En mode RING les pixels sont numérotés en parcourant chaque cercle d'isolatitude en commençant par celui le plus au nord et en descendant jusqu'à celui situé le plus au sud, comme le montre la figure 5.3 (haut). Ce mode de numérotation est particulièrement adapté à l'implémentation de transformée de Fourier avec harmonique sphérique. En mode NESTED les pixels sont ordonnés dans l'un des 12 arbres correspondant aux 12 pixels de base (ordre 0). La numérotation au sein d'un arbre s'effectue comme le montre la figure 5.4. Ce mode de numérotation permet d'implémenter efficacement toute application basée sur la recherche de plus proches voisins. Dans le cas de la création de cartes de coups, les deux paradigmes (RING et NESTED) peuvent être utilisés indifféremment.

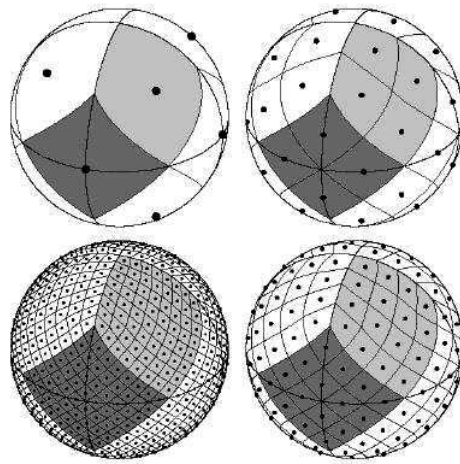


FIGURE 5.2 – Illustration de la subdivision de la sphère en healpixels (pixels d’aires égales) pour les ordres (de gauche à droite, de haut en bas) 0, 1, 3, et 2

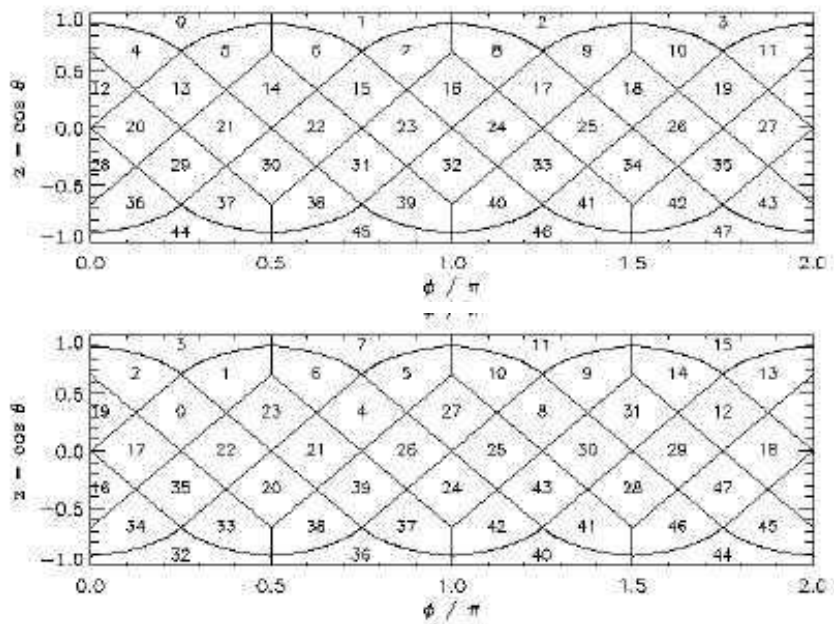


FIGURE 5.3 – Représentation cartésienne d’une sphère illustrant les deux modes de numérotation des pixels utilisés par HEALPix : RING (en haut) et NESTED (en bas)

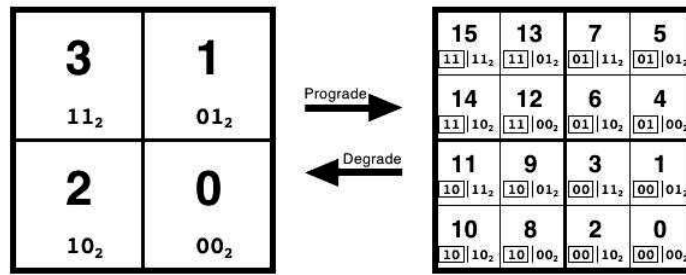


FIGURE 5.4 – Numérotation des pixels en mode NESTED.

L'interface HEALPix/*gtbin*

Ce travail technique réalisé en début de thèse a consisté à incorporer une option HEALPix dans *gtbin*, permettant ainsi de générer des cartes et des cubes de coups dans ce format. Cette carte HEALPix est stockée sous la forme d'un fichier au format FITS que l'on pourra ensuite visualiser avec un logiciel, comme Aladin⁵, capable de gérer les cartes HEALPix.

Les détails de l'implémentation de la fonction HEALPix dans *gtbin* sont présentés en annexe A. Afin de réaliser cette implémentation il m'a fallu me familiariser avec l'architecture du code des *Sciences Tools*. En me basant sur les classes existantes j'ai fait les modifications nécessaires à l'implémentation de l'option HEALPix. Cette option a été validée par la collaboration et fait partie des outils standards recommandés pour l'analyse des données du LAT.

HEALPix dans *gtexpcube2*

En addition de mon travail sur l'inclusion d'une option HEALPix dans *gtbin*, un effort, mené par d'autres membres de la collaboration, a permis de rendre compatible le format HEALPix et *gtexpcube2*. Une version HEALPix de *gtsrcmaps* est également en cours de développement.

5.4 L'outil d'analyse GaRDian

L'outil d'analyse GaRDian [45] que l'on a déjà évoqué précédemment, est l'outil qui est utilisé dans le chapitre 6 qui traite de l'analyse de sources à basse énergie. Le but de cette section est de présenter les particularités de cet outil, et de montrer comment l'utiliser.

5. <http://aladin.u-strasbg.fr/>

5.4.1 Les particularités de GaRDiAn

La particularité majeure de GaRDiAn est qu'il repose sur le format HEALPix décrit à la section 5.3.1. On présente ici la méthode "par défaut" de GaRDiAn, qui ne tient pas compte de la dispersion en énergie. Cette dernière sera discutée à la section 5.4.2. La manière dont la convolution avec la PSF est traitée est aussi différente et plus rapide que celle des *Science Tools* car elle repose sur une décomposition en harmoniques sphériques que HEALPix permet de gérer efficacement.

Soit $f(\boldsymbol{\theta}, E)$ le modèle de flux d'une source et $Exp(\boldsymbol{\theta}, E)$ l'exposition en fonction de l'énergie E et de la position sur le ciel $\boldsymbol{\theta}$ (le centre d'un *healpixel*). Le nombre de coups de la source $F_i(\boldsymbol{\theta})$ attendu dans le bin i , d'énergie $[E_{min,i}, E_{max,i}]$ s'écrit :

$$F_i(\boldsymbol{\theta}) = \int_{E_{min,i}}^{E_{max,i}} f(\boldsymbol{\theta}, E) Exp(\boldsymbol{\theta}, E) dE \quad . \quad (5.9)$$

Afin de prendre en compte la PSF, GaRDiAn commence par se concentrer sur sa dépendance en énergie, et calcule une PSF moyennée dans chaque bin en énergie $\Psi_i(\boldsymbol{\theta})$. Si l'on considère toujours le bin i celle-ci s'écrit :

$$\Psi_i(\boldsymbol{\theta}) = \frac{\int_{E_{min,i}}^{E_{max,i}} \psi(\boldsymbol{\theta}, E) \bar{F}(E) dE}{\int_{E_{min,i}}^{E_{max,i}} \bar{F}(E) dE} \quad , \quad (5.10)$$

avec $\psi(\boldsymbol{\theta}, E)$ la PSF et $\bar{F}(E)$ le flux de la source moyenné sur tout le ciel en fonction de l'énergie, que l'on obtient par intégration sur l'angle solide :

$$\bar{F}(E) = \frac{1}{4\pi} \int f(\boldsymbol{\theta}, E) d\Omega \quad . \quad (5.11)$$

Ensuite GaRDiAn développe $F_i(\boldsymbol{\theta})$ et $\Psi_i(\boldsymbol{\theta})$ en harmoniques sphériques, et les convolue. Le flux convolué de l'exposition et de la PSF, $\tilde{F}_i(\boldsymbol{\theta})$, s'exprime alors :

$$\tilde{F}_i(\boldsymbol{\theta}) = \sum_{l=0}^{l_{max}} \sum_{m=-l}^l \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} c_{l0,i} a_{lm,i} Y_{lm}(\boldsymbol{\theta}) \quad . \quad (5.12)$$

C'est ce nombre de coups dans le bin i qui est ensuite utilisé dans le *likelihood* :

$$L(X) = \sum_{i,j} D_i(\boldsymbol{\theta}_j) \log(\tilde{F}_i(\boldsymbol{\theta}_j, X)) - \tilde{F}_i(\boldsymbol{\theta}_j, X) - \log(D_i(\boldsymbol{\theta}_j)!) \quad , \quad (5.13)$$

avec $D_i(\boldsymbol{\theta}_j)$ le nombre de photons dans $i^{\text{ème}}$ bin en énergie et le $j^{\text{ème}}$ bin spatial (*healpixel*) dont le centre a pour coordonnées $\boldsymbol{\theta}_j$, et avec X les paramètres du modèle.

Si GaRDiAn est un outil développé par la collaboration, il utilise toutefois des conventions différentes des *Science Tools*. Tout d'abord GaRDiAn ne définit pas les

indices spectraux de la même manière que les *Science Tools*. Dans GaRDiAn tous les indices sont définis négatifs. De plus la définition de la loi de puissance avec une coupure super-exponentielle n'est pas la même que dans les *Science Tools* (voir section 6.3.1). GaRDiAn la définit comme ceci :

$$\frac{dN}{dE}(E) = N_0 (E/E_0)^\gamma e^{-\left(\frac{E}{E_c}\right)^b} \quad (5.14)$$

5.4.2 Utilisation de GaRDiAn

Tous les paramètres dont GaRDiAn a besoin au cours de son exécution doivent lui être fournis auparavant. Ils sont stockés dans un fichier au format *ASCII* appelé fichier de configuration.

Données

GaRDiAn prend en entrées un certain nombre de fichiers, le premier d'entre eux est un fichier de données. GaRDiAn travaille sur une carte de coups (où cube de coups) au format HEALPix. L'utilisateur peut la fournir directement (en le créant grâce à l'option HEALPix de *gtdbin* décrite à la section 5.3.1) via le paramètre *countsOutFile* ou demander à GaRDiAn de la calculer à partir d'un fichier FT1. Le nom de ce fichier FT1 est donné via le paramètre *countsFile*. Afin de créer la carte de coups, GaRDiAn a besoin de connaître l'ordre HEALPix à utiliser, que l'on précise via le paramètre *countOrder*. Il faut également préciser les bornes en énergies (*eMin* et *eMax*) que l'on souhaite donner à la carte ainsi que le nombre de bins en énergie⁶ (*nEnergyBins*) et la façon de définir ces bins (*energyBinning*). Enfin GaRDiAn a besoin de connaître le nom à donner à la carte HEALPix, (*countsOutFile*). Lors d'une prochaine itération GaRDiAn l'utilisera directement. En fait GaRDiAn, lorsqu'il s'exécute, commence par vérifier si le fichier *countsOutFile* existe. Si tel n'est pas le cas il le crée à partir du fichier FT1 (*countsFile*). Le listing 5.2 montre un exemple d'extrait de fichier de configuration contenant les paramètres que l'on vient de présenter.

Listing 5.2 – Exemple de paramètres relatifs aux données à fournir à GaRDiAn

```

1 #Fermi FT1 file
2 countsFile = ft1_P8_302_ultracleanveto_6years_zmax105.fits
3 #This specifies the fit binning
4 countOrder = 7
5 energyBinning = log
6 nEnergyBins = 1
7 #### BIN12 ####
8 eMin = 125.892541179
9 eMax = 158.489319246
10 #####
11 #Countsmap cache. Used instead of definition above if exists

```

6. Les bins définis ici seront les mêmes que ceux utilisés dans l'analyse.

```

12 #otherwise used to output the counts
13 countsOutFile = ULTRACLEANVETOBIN12_outcounts.fits

```

Réponse de l'instrument

GaRDian a ensuite besoin de connaître les informations relatives à l'instrument, à commencer par l'exposition correspondant à la carte de coups. Là encore il existe deux façons de procéder, qui sont similaires à celles décrites précédemment. L'utilisateur peut choisir de fournir cette carte d'exposition directement au format HEALPix (exposureOutFile) (en utilisant le mode HEALPIX de *gtexpcube2*) ou alors fournir une carte "plate" produite par la *Science Tool gtexpcube2*, via le paramètre *exposureFile*. Dans ce cas GaRDian convertit la carte "plate" en carte HEALPix suivant les mêmes paramètres que ceux précisés pour la carte de coups. GaRDian a aussi besoin de connaître la PSF du LAT pour les données utilisées. Pour cela il suffit de fournir le fichier correspondant via le paramètre *psfFile*. Ce fichier est créé grâce au *Science Tool gtpsff*⁷. Si le fichier PSF est obligatoire, le fichier qui contient les informations dont GaRDian a besoin pour prendre en compte la dispersion en énergie ne l'est pas. C'est à dire que, comme pour les *Science Tools*, la dispersion en énergie n'est, par défaut, pas prise en compte. Le fichier à fournir à GaRDian pour qu'il prenne en compte la dispersion en énergie est généré par l'outil *gtedisp*. Pour une étude à basse énergie la dispersion en énergie doit être prise en compte, il faut donc fournir ce fichier via le paramètre *edispFile*. Lorsque GaRDian applique la dispersion en énergie il commence par extrapoler le spectre en dehors de l'intervalle d'énergie de l'analyse. L'extrapolation se fait sur un domaine 9 fois plus grand que l'original (4 bins inférieurs, 4 bins supérieurs) afin de prendre en compte plus de 99% de la dispersion en énergie. La méthode consiste ensuite à convoluer la carte de coups prédite par le modèle sans dispersion en énergie à la dispersion en énergie. Ce qui revient à écrire C_i , le nombre de coups dans un bin en énergie i , comme :

$$C_i = \sum_j C_j \text{Edisp}_{j,i}, \quad (5.15)$$

avec C_j le nombre de coups dans un bin en énergie j prédit par le modèle sans tenir compte de la dispersion en énergie, et $\text{Edisp}_{j,i}$ est la dispersion en énergie à l'énergie E_j intégré sur le bin i , en supposant que tous les coups soient au milieu du bin *i.e.* en E_j . La valeur de $\text{Edisp}_{j,i}$ est stockée dans le fichier créé par *gtedisp*. L'outil *gtedisp* ne fait pas encore partie de la distribution officielle des Science Tools, il n'existe donc pas de documentation à son sujet. Voici néanmoins un exemple d'utilisation :

Listing 5.3 – Exemple d'utilisation de *gtedisp*

```

1 -bash-4.1$ gtedisp
2 Livetime cube file [ltcube_6years_zmax105.fits]

```

7. Voir <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/help/gtpsff.txt>


```

3 output file name[edispfile_ULTRACLEANVETO.fits]
4 Response functions [P8R2_ULTRACLEANVETO_V6]
5 Source Right Ascension (J2000 degrees) (0:360) [0]
6 Source Declination (J2000 degrees) (-90:90) [0]
7 minimum true energy (MeV) [5.6234132519]
8 maximum true energy (MeV) [1778279.41004]
9 number of energies [121]
10 minimum fraction for apparent energy [0.2]
11 maximum fraction for apparent energy [50]
12 number of apparent energies [250]

```

Les premiers paramètres sont similaires à ceux de *gtpsf*, les 3 derniers sont appelés à la fraction (énergie observée)/(énergie vraie), dont *gtedisp* a besoin. Il faut, en effet, préciser la fraction minimale et maximale à considérer et le nombre de bins entre ces deux bornes.

Le listing 5.4 montre un exemple d'extrait de fichier de configuration contenant les paramètres relatifs à l'instrument.

Listing 5.4 – Exemple de paramètres relatifs à l'instrument

```

1 #Exposure is the output from gtexpcube
2 exposureFile = ExpCube2_ULTRACLEANVETO.fits
3 #Healpix cache for exposure, if wanted
4 exposureOutFile = ULTRACLEANVETOBIN12_outexp2.fits
5 #Output from gtpsf
6 psfFile = Psffile_ULTRACLEANVETO.fits
7 #Output from gtedisp
8 edispFile = edispfile_ULTRACLEANVETO.fits

```

Modèle d'émission des sources

Abordons maintenant les modèles à ajuster aux données. GaRDian possède un certain nombre de classes pour cela. L'ensemble des classes de modèles utilisés doit d'abord être déclaré via le paramètre *modelNames* (voir listing 5.5). On présente ici les 3 classes différentes que l'on utilisera dans l'analyse présentée au chapitre suivant :

- *MapModel* : qui utilise en entrée les modèles diffus fournis par la collaboration ou de format similaire,
- *SourceModel2* : que l'on utilise pour les sources ponctuelles
- *EarthLimbModel* : la classe permettant d'ajuster l'EGT par un ensemble d'anneaux de déclinaison (succession de bandes d'une certaine largeur en déclinaison).

Lorsque l'on souhaite, comme c'est le cas ici, utiliser un ou plusieurs modèles de la classe *MapModel* (diffus galactique et émission Soleil/lune), il faut lui donner un préfixe. Ici le diffus galactique est dénommé de manière abrégée par le préfixe

"diffuse" et l'émission gamma du Soleil et de la Lune par le préfixe "sun"⁸

Listing 5.5 – Définitions des modèles

```

1 #Models used
2 modelNames = MapModel SourceModel2 EarthLimbModel
3 #Mapmodel parameters
4 compNames = diffuse sun

```

Voyons à présent comment utiliser ces classes.

Classe *MapModel* :

On donne ici, à titre d'exemple, le cas du modèle diffus galactique, qui est transposable à d'autres composantes pour lesquelles on fournit explicitement un modèle spatial (par exemple pour l'émission gamma Soleil/Lune). Le listing 5.6 montre les paramètres à fournir.

Listing 5.6 – Exemple de paramètres relatifs à l'instrument

```

1 #DIFFUSE #####
2 diffuse_files = gll_iem_v06_extrapolated_normalized_v5.fits
3 diffuse_disableEdisp = 1
4 diffuse_vars = diffuseNorm
5 diffuseNorm_pref = 1.0 0.001 0.0
6 diffuseNorm_index = 0.0
7 diffuseNorm_spectraType = POWERLAW

```

Le fichier fourni via le paramètre *diffuse_files* est au même format que celui du modèle diffus fourni par la collaboration. Le modèle est créé par la collaboration sans prendre en compte la dispersion en énergie dans le fit des données, le spectre du modèle diffus galactique est donc déjà convolué de la dispersion en énergie, il serait donc erroné d'appliquer la dispersion en énergie au spectre correspondant. On utilise pour cela le paramètre *_disableEdisp* que l'on fera précéder du préfixe du modèle auquel on ne souhaite pas convoluer de la dispersion en énergie. Enfin il faut préciser la manière dont on veut ajuster ce modèle. Dans l'exemple présenté au listing 5.6, on a choisi une loi de puissance, dont l'indice est fixe (*diffuseNorm_index = 0.0*) et dont la norme est libre et forcée à rester positive (*diffuseNorm_pref = 1.0 0.001 0.0*). Pour ces deux paramètres la syntaxe est la même. Le premier nombre indique la valeur initiale, le deuxième une estimation de l'erreur (si aucune valeur n'est donnée, le paramètre est supposé fixe), le troisième la limite basse de l'intervalle de variation du paramètre et le quatrième (non précisé ici) la limite haute. Le spectre défini de cette manière sera multiplié au spectre présent dans les cartes (*template*) du modèle. Ce cas s'apparente donc à une simple renormalisation du modèle diffus galactique.

Classe *SourceModel2* :

Pour les sources ponctuelles GaRDIAN utilise un catalogue qui doit obligatoire-

8. Le modèle pour le Soleil et la Lune fourni par la collaboration consiste en un seul fichier, d'où l'utilisation d'un seul préfixe.

ment lui être fourni via le paramètre *sourceFile*. Si certaines des sources du catalogue sont étendues spatialement, les modèles correspondants peuvent être fournis en précisant le nom du répertoire les contenant, via le paramètre *sourceTemplateDirectory*. Le catalogue est un fichier FITS dont la HDU "*Primary*" est vide et qui contient pour chaque source (une source par ligne), dans une HDU nommée "*MY_POINT_SOURCES_CATALOG*", les paramètres suivants⁹ :

- *Nickname* : le nom de la source, il servira aussi de préfixe aux paramètres concernant cette source.
- *GLON* : la longitude de la source.
- *GLAT* : la latitude de la source.
- *Flux100* : le flux de la source à 100 MeV. GaRDian utilise ce paramètre uniquement pour classer les sources de la plus brillante à la moins brillante.
- *Flux_Density* : le préfacteur d'une loi de puissance associée à cette source.¹⁰
- *Spectral_Index* : l'indice d'une loi de puissance associée à cette source.
- *Pivot_Energy* : l'énergie pivot d'une loi de puissance associée à cette source.
- *Test_Statistic* : Paramètre facultatif permettant de classer les sources. Il remplace *Flux100* s'il est donné.
- *Spatial_Filename* : le nom du fichier contenant le modèle spatial pour les source étendues (SMC.fits par exemple). Si la source est ponctuelle la valeur de ce paramètre est "NULL".
- *SP_TYPE* : le type spectral de la source.
- *SP_PARS* : tableau contenant les paramètres correspondants.
- *FIT_TYPE* : le type de l'ajustement.

Les principaux modèles spectraux compris par GaRDian, et qui peuvent être fournis via le paramètre *SP_TYPE*, sont les suivants :

- POWERLAW : préfacteur, indice, (l'énergie pivot est lue depuis la colonne *Pivot_Energy*),
- POWERLAWEXPCUTOFF : préfacteur, indice, *break* énergie, et indice super-exponentiel,
- BROKENPOWERLAW : préfacteur, premier indice, second indice, et *break* énergie,
- LOGPARABOLA : préfacteur, indice, et bêta,

où l'on donne également les paramètres dans l'ordre à indiquer dans le tableau *SP_PARS*. Une fois le catalogue défini on peut, dans le fichier de configuration, préciser la valeur initiale et l'intervalle de variation des paramètres. On peut aussi décider de maintenir un paramètre fixe en utilisant le nom de la source du catalogue suivi en suffixe, du nom du paramètre (voir listing 5.7).

9. On présente ici le "nouveau" format qu'il faut activer en précisant *oldFormat = 0*.

10. Les paramètres spectraux associés à la loi de puissance sont ignorés si les colonnes *SP_TYPE*, *SP_PARS* existent.

Listing 5.7 – Réglage des paramètres des sources ponctuelles depuis le fichier de configuration

```

1 3FGL J0000.1+6545 _pref = 1.0
2 3FGL J0000.2-3738 _pref = 1.0
3 3FGL J0001.0+6314 _pref = 1.0
4 3FGL J0001.2-0748 _pref = 1.0
5 3FGL J0001.4+2120 _pref = 1.0
6 3FGL J0108.7+0134 _pref = 1.0 0.001 0.0

```

Enfin GaRDian laisse la possibilité d'ajuster toutes les sources fixes par un même facteur, ce qui est utile pour faire des tests : si cette valeur est loin de 1 alors il y a un problème avec le modèle spectral d'une des sources fixes, mais n'est pas utilisé dans l'analyse finale. Afin de désactiver cette fonction il faut utiliser la commande *FixedSourceScaling = 1.0*.

Classe *EarthLimbModel* : La classe *EarthLimbModel* permet de définir un modèle sur tout le ciel composé d'anneaux de déclinaison. Chaque bande de déclinaison peut être ajustée séparément. C'est avec cette classe que l'on ajustera au chapitre 6 l'EGT et l'émission gamma isotrope. Pour instancier la classe *EarthLimbModel* on utilise les paramètres qui figurent au listing 5.8.

Listing 5.8 – Paramètres du modèle *EarthLimbModel*

```

1 #EARTHLIMB DEC TEMPLATE #####
2 EL_binning = linear
3 EL_nbins = 90
4 EL_pref_bins = -1.57 -1.39 -1.2 -1.02 -0.83 -0.65 -0.46 -0.28 -0.09
   0.09 0.28 0.46 0.65 0.83 1.02 1.2 1.39 1.57
5 EL_index_bins = -1.57 -1.30 -1.04 -0.78 -0.52 0.52 0.78 1.04 1.30
   1.57
6 EL_beta_bins = -1.57 -1.04 -0.52 0.52 1.04 1.57
7
8 EL_pref_bin_00 = 1.0e-7 1e-9 0
9 EL_pref_bin_01 = 1.0e-7 1e-9 0
10 EL_pref_bin_02 = 1.0e-7 1e-9 0
11 EL_pref_bin_03 = 1.0e-7 1e-9 0
12 EL_pref_bin_04 = 1.0e-7 1e-9 0
13 EL_pref_bin_05 = 1.0e-7 1e-9 0
14 EL_pref_bin_06 = 1.0e-7 1e-9 0
15 EL_pref_bin_07 = 1.0e-7 1e-9 0
16 EL_pref_bin_08 = 1.0e-7 1e-9 0
17 EL_pref_bin_09 = 1.0e-7 1e-9 0
18 EL_pref_bin_10 = 1.0e-7 1e-9 0
19 EL_pref_bin_11 = 1.0e-7 1e-9 0
20 EL_pref_bin_12 = 1.0e-7 1e-9 0
21 EL_pref_bin_13 = 1.0e-7 1e-9 0
22 EL_pref_bin_14 = 1.0e-7 1e-9 0
23 EL_pref_bin_15 = 1.0e-7 1e-9 0
24 EL_pref_bin_16 = 1.0e-7 1e-9 0
25 EL_pref_bin_17 = 1.0e-7 1e-9 0
26

```

```

27 EL_index_bin_00 = 0.0
28 EL_index_bin_01 = 0.0
29 EL_index_bin_02 = 0.0
30 EL_index_bin_03 = 0.0
31 EL_index_bin_04 = 0.0
32 EL_index_bin_05 = 0.0
33 EL_index_bin_06 = 0.0
34 EL_index_bin_07 = 0.0
35 EL_index_bin_08 = 0.0
36 EL_index_bin_09 = 0.0
37
38 EL_beta_bin_00 = 0.0
39 EL_beta_bin_01 = 0.0
40 EL_beta_bin_02 = 0.0
41 EL_beta_bin_03 = 0.0
42 EL_beta_bin_04 = 0.0
43 EL_beta_bin_05 = 0.0

```

On commence par préciser la manière de créer les anneaux de déclinaison, c'est-à-dire le nombre d'anneaux (*EL_nbins*) et la manière de les répartir sur le ciel (*EL_binning*). Dans l'exemple donné au listing 5.8 on divise la sphère HEALPix en 90 bandes de 2 degrés. On précise ensuite la manière d'ajuster ces bandes. Par défaut le modèle spectral associé à la classe *EarthLimbModel* est une *logparabola*, paramétré par un préfacteur, un indice et bêta. Pour chacun de ces paramètres on peut choisir indépendamment là où les ajuster. Par exemple pour le préfacteur on effectue l'ajustement tous les 10 degrés (18 anneaux), et la valeur du préfacteur dans les autres anneaux est déduite par interpolation des anneaux ajustés. Il en va de même pour les autres paramètres. La position des anneaux pour le préfacteur est donnée (en radians) via le paramètre *EL_pref_bins* et les valeurs initiales pour chaque anneau par *EL_pref_bin_XX* avec *XX* le numéro de l'anneau concerné.

Les outils présentés dans ce chapitre permettent l'analyse des données du LAT. Les outils classiquement utilisés sont les *Science Tools* mais le formalisme de ces derniers n'est pas forcément adapté à la basse énergie, où la PSF importante peut imposer une analyse de tout le ciel à la fois (*all-sky*). Nous avons donc, pendant cette thèse, participé à un effort afin de rendre les *Science Tools* compatibles avec une analyse HEALPix. Nous avons introduit dans *gtbin* la possibilité de produire des cartes HEALPix. Cet effort a ensuite été poursuivi par la collaboration qui a dans un premier temps inclus une fonction permettant de générer des cartes d'exposition, également au format HEALPix, avec *gtexpcube2*. Cet effort de la collaboration est toujours en cours actuellement. Dans un second temps nous nous sommes intéressés à un autre outil, lui aussi développé par la collaboration, mais dont l'utilisation est moins courante. Cet outil, nommé *GaRDiAn*, a permis de produire l'analyse à basse énergie décrite au chapitre 6. Lors de cette étude nous avons identifié un certain nombre de *bugs* associés à *GaRDiAn*.

Troisième partie

Analyses à basse énergie

Analyse du ciel à basse énergie

Sommaire

6.1	Le ciel à basse énergie vu par le LAT	112
6.2	Extensions des modèles diffus jusqu'à 10 MeV	112
6.2.1	Les modèles Pass 8	113
6.2.2	Extrapolation des modèles jusqu'à 10 MeV	113
6.2.3	Ajustement aux données	114
6.2.4	Méthode alternative pour l'EGT et l'EDI	114
6.2.5	Données ULTRACLEANVETO et modèles associés	117
6.3	Les sources ponctuelles vues à basse énergie	119
6.3.1	Méthode de construction des SED	119
6.3.2	Validation de la méthode sur une simulation	121
6.3.3	Résultats obtenus	121
6.3.4	Stabilité des résultats	150

Les travaux techniques présentés dans la première partie de cette thèse avaient pour but de permettre l'analyse des données du LAT dans le domaine 10-100 MeV, domaine généralement exclu des analyses. A présent on se propose de commencer par regarder ces données en établissant des cartes du ciel à basse énergie, puis d'étendre les modèles diffus jusqu'à 10 MeV, et enfin de tenter une première analyse de quelques sources bien choisies déjà observées par COMPTEL. Ces analyses seront préliminaires car la surface effective du LAT n'a pas été validée en dessous de 30 MeV. Les erreurs systématiques demeurent elles aussi mal connues à ces énergies, si bien que même si les modèles sont étendus jusqu'à 10 MeV, on limitera le seuil basse énergie de l'analyse des sources à 40 MeV. L'outil utilisé pour cette analyse sera GaRDian (voir section 5.4), qui permet d'effectuer des analyses sur le ciel entier

(*all-sky analysis*), ce qui est indispensable ici, afin d'ajuster les modèles extrapolés des sources diffuses aux données du LAT à basse énergie.

6.1 Le ciel à basse énergie vu par le LAT

En préambule à l'analyse basse énergie, on commence par regarder l'aspect des cartes de coups. Ces cartes, réalisées à partir de 6 ans de données Pass 8 SOURCE coupées à $z_{\max}=100$, visibles en figure 6.1, montrent, à mesure que l'on descend en énergie, la prépondérance de l'émission gamma terrestre (EGT) (voir section 2.2.3) qui en vient à masquer intégralement les autres sources à très basse énergie (vers 10 MeV).

Afin de pouvoir observer des sources ponctuelles à très basse énergie, il faut donc être capable de supprimer l'émission gamma terrestre. Pour cela on peut envisager deux approches : la première consiste à appliquer une coupure de plus en plus dure en z_{\max} à mesure que l'énergie décroît (ce qui est couramment fait pour les analyses Pass 8), la seconde consiste à modéliser l'émission gamma terrestre. La surface effective chutant drastiquement à basse énergie (voir figure 3.7), nous avons préféré choisir l'approche de la modélisation qui permet de se débarrasser de l'émission gamma terrestre sans pour autant perdre d'autres photons, au contraire de la coupure en z_{\max} , qui si elle trop sévère crée des "trous" au niveau des pôles célestes (*celestial poles*). Pour toutes ces raisons et aussi afin d'aborder la question sous un angle original, la première option étant celle favorisée par la collaboration, nous avons opté pour une modélisation de l'EGT. Dans la partie de plus haute énergie de la figure 6.1 on reconnaît des sources ponctuelles bien connues telles que Vela, le Crabe ou encore le blazar 3C454.3 qui seront des cibles naturelles à plus basse énergie, comme toutes les autres sources vues par COMPTEL. Nous commencerons donc par présenter les modèles diffus délivrés par la collaboration ainsi que leurs limites. Dans un deuxième temps nous présenterons les différentes méthodes employées afin d'étendre ces modèles jusqu'à 10 MeV, et enfin nous présenterons les résultats de l'analyse réalisée sur le ciel entier en utilisant les modèles diffus étendus. Le spectre de 39 sources sera présenté, avec un accent particulier mis sur le spectre du pulsar Vela et du pulsar du Crabe et de sa nébuleuse.

6.2 Extensions des modèles diffus jusqu'à 10 MeV

Hormis l'émission gamma terrestre, la figure 6.1 montre une émission diffuse galactique. On se propose de modéliser ces deux sources, ainsi que l'émission diffuse isotrope (EDI) et l'émission due au Soleil et à la Lune, afin de faire ressortir les sources ponctuelles.

6.2.1 Les modèles Pass 8

La collaboration *Fermi*-LAT met à disposition des modèles pour chacune des composantes que l'on souhaite modéliser ¹, mais ceux-ci ne descendent pas à si basse énergie. Le tableau ci-dessous donne l'énergie minimale pour chaque modèle :

composante	nom du modèle	E_{min}
diffus galactique	gll_iem_v06.fits	58 MeV
diffus isotrope	iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt	34 MeV
émission gamma terrestre	earthlimb_p8r2_source_v6_zmax100_4years.fits.gz	34 MeV
émission Soleil/Lune	template_SunMoon_6years_zmax100.fits	100 MeV

On remarquera que certains de ces modèles portent la mention "SOURCE" ou encore une référence à une coupure en z_{max} . En effet la morphologie et l'intensité de l'émission gamma terrestre dépendent de la classe et du type d'événement utilisé ainsi que de la coupure en z_{max} . L'émission isotrope ne dépend elle que de la classe et du type d'événement utilisé. L'ajustement du modèle diffus global implique donc un choix de données. Dans un premier temps nous avons choisi de nous placer dans le cas SOURCE. Les données utilisées par la suite pour ajuster les modèles SOURCE extrapolés jusqu'à 10 MeV seront donc 6 ans de données Pass 8 SOURCE (entre 10 MeV et 1 GeV) avec une coupure à $z_{max}=100$.

6.2.2 Extrapolation des modèles jusqu'à 10 MeV

La méthode la plus simple afin d'étendre les modèles diffus jusqu'à 10 MeV consiste à utiliser la morphologie de plus basse énergie disponible, que l'on renormalisera par un facteur global dans chacun des bins de notre analyse. Cette méthode est a priori légitime à basse énergie car sous l'effet de la PSF, importante à basse énergie, les structures fines seront lissées et n'auront pas d'impact sur l'ajustement. Une analyse utilisant des modèles diffus plus rigoureux à basse énergie sera menée prochainement par la collaboration. L'analyse présentée dans le cadre de cette thèse est un travail préliminaire à cette étude. On commence donc par utiliser cette méthode pour le modèle de l'émission diffuse galactique et pour l'émission gamma du Soleil et de la Lune. Pour cela on trace leur SED ² que l'on interpole linéairement à partir des deux points de plus basse énergie disponibles. La figure 6.2 montre cette extrapolation (ligne brisée) pour le modèle diffus galactique (a), l'EGT (b), l'EDI (c), et l'émission gamma Soleil/Lune. Cette extrapolation linéaire n'est qu'une première étape. Elle sert à donner un point de départ "raisonnable" afin de faciliter par la suite l'ajustement de ces modèles aux données.

1. <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>
2. Distribution spectrale en énergie : *Spectral Energy Distribution*

6.2.3 Ajustement aux données

Nous allons à présent ajuster les modèles extrapolés aux données, et ce sans inclure de sources ponctuelles dans le modèle. Le but de cette étape est double :

- se faire une première idée de qui sont les sources les plus brillantes à basse énergie, en regardant la carte des résidus issue de l’ajustement, *i.e.* les sources que l’on pourra étudier par la suite.
- s’assurer qu’il n’y a pas de large résidus spatiaux dû au modèles d’émission diffuse dans la partie extrapolée.

Ainsi, on utilise les modèles extrapolés pour :

- l’émission diffuse galactique,
- l’émission du Soleil et la Lune,
- l’EGT, et
- l’EDI,

que l’on ajuste à 6 ans de données Pass 8 SOURCE avec une coupure à $z_{\max}=100$, entre 10 MeV et 1 GeV. On utilise 10 bins par décade entre 10 MeV et 30 MeV, soit 20 bins au total. L’ajustement se fait bin à bin. Pour chacune des composantes du modèle, on définit (dans chaque bin) un pré-facteur (simple facteur multiplicatif du *template* considéré) que l’on ajuste aux données. C’est ainsi que l’on renormalise chaque modèle. La dispersion en énergie est, d’une certaine manière, déjà prise en compte pour ces modèles car ils ont été générés, par la collaboration, sans tenir compte de la dispersion en énergie. Le spectre des modèles fournis est donc déjà convolué de la dispersion en énergie. Aucune source ponctuelle n’est ajoutée au modèle, les résidus³ visibles à la figure 6.3, devraient donc les laisser apparaître seules. On constate néanmoins, si on se focalise sur la gamme 10-30 MeV, la présence de résidus caractéristiques de l’émission gamma terrestre. Cette carte nous apprend donc deux choses :

- Premièrement, la simplification disant que les variations de la morphologie des composantes galactiques diffuses et Soleil/Lune n’a pas d’impact sur l’ajustement car on n’observe aucun résidu à la position de ces sources.
- Deuxièmement, on constate que le *template* extrapolé ne convient pas pour l’EGT car des résidus caractéristiques de l’EGT (anneaux près des pôles célestes) apparaissent. Il va donc falloir envisager une méthode alternative pour l’EGT.

6.2.4 Méthode alternative pour l’EGT et l’EDI

La figure 6.1 montre une évolution de la morphologie de l’EGT. Sa surface augmente à mesure que l’énergie diminue. Le modèle extrapolé laisse donc de larges résidus spatiaux que l’on voudrait éliminer en ré-ajustant la morphologie à basse énergie de l’émission gamma terrestre. Pour cela on utilise une classe de GaRDiAn (*EarthLimbModel*) dont le modèle spatial est composé d’anneaux de déclinaison (système de référence équatorial). Cette technique est celle qui est utilisée pour générer

3. (données - modèle)/modèle

le modèle spatial de l'EGT à plus haute énergie délivré à la collaboration. Nous avons donc repris cette méthode à plus basse énergie. On inclut dans notre modèle :

- le modèle d'émission diffuse galactique,
- le modèle Soleil/Lune,
- le modèle en anneaux de déclinaison,
- les sources du catalogue 3FGL.

On ajuste (bin à bin) un préfacteur pour les deux premiers modèles. Les sources du catalogue 3FGL sont laissées fixes. Pour le modèle *EarthLimbModel* on ajuste 18 pré-facteurs, un tous les dix degrés. La valeur des préfacteurs des 72 autres anneaux de déclinaison est interpolée à partir des valeurs ajustées. Cette opération est renouvelée dans chaque bin en énergie. Cette fois encore, on utilise 20 bins en énergie (10 par décades entre 10 MeV et 1 GeV). On remarque que la liste des composantes du modèle ne fait pas intervenir de modèle pour l'émission isotrope. Ce n'est pas nécessaire car le modèle *EarthLimbModel* peut à la fois décrire l'EGT et l'émission isotrope. Il est même plus avantageux de procéder ainsi car au-delà de 200 MeV l'EGT est quasi nulle. Une dégénérescence néfaste à l'ajustement s'installerait donc entre le modèle *EarthLimbModel* et un modèle isotrope que l'on ajouterait.

Une fois l'ajustement aux données (6 ans de données Pass 8 SOURCE avec une coupure à $z_{\max}=100$, entre 10 MeV et 1 GeV) terminé, on peut procéder à plusieurs vérifications. Tout d'abord on peut étudier le profil de déclinaison du *EarthLimbModel* (voir figure 6.4). À basse énergie, l'EGT est dominante par rapport à l'émission isotrope comme le montre aussi la figure 6.1. On s'attend alors à ce que la structure du profil de déclinaison soit semblable à celle de l'EGT observée par la collaboration à plus haute énergie. C'est en effet ce que l'on observe : une structure à deux pics. À mesure que l'énergie augmente, l'EGT est de moins en moins dominante et elle devient négligeable par rapport à l'émission isotrope aux alentours de 200 MeV. On s'attend alors à ce que le profil de déclinaison du modèle *EarthLimbModel* soit essentiellement plat. Ce n'est toutefois pas le cas (voir de nouveau la figure 6.4). Ce phénomène est connu de la collaboration *Fermi-LAT*, il s'agit d'une émission non isotrope centrée à 1 GeV découverte dans les données Pass 8, dont l'origine est attribuée à une population de rayons cosmiques. Une sélection (ULTRACLEANVETO) a d'ailleurs été créée pour en réduire les effets. On vérifiera à la section 6.2.5 que le profil de déclinaison à haute énergie est plus plat, *i.e.* que l'émission non isotrope est bien réduite par la sélection ULTRACLEANVETO.

On vérifie ensuite le spectre obtenu pour le modèle *EarthLimbModel* qui devrait être comparable, au moins à haute énergie, au spectre obtenu par la collaboration pour la somme des composantes : EGT et EDI. La figure 6.5 montre une telle comparaison. La SED nommée "Pass 8" (points noirs) est construite à partir des modèles :

- iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt pour l'émission gamma isotrope.
- earthlimb_p8r2_source_v6_zmax100_4years.fits.gz pour l'EGT.

Elle est similaire (dans leur partie conjointe) à la SED obtenue en utilisant le modèle d'anneaux de déclinaison (*EarthLimbModel*). Ces deux vérifications tendent à valider

la méthode employée car elles donnent les résultats attendus tant au niveau de la morphologie (profil de déclinaison) qu'au niveau du spectre (SED compatible avec le modèle Pass 8 standard).

Nous avons donc construit un modèle de l'EGT et de EDI descendant jusqu'à 10 MeV, qui capture aussi une partie de ce que l'on pense être l'émission anisotrope vue par la collaboration. Afin de s'en assurer nous allons, par la suite, utiliser un jeu de données où l'émission anisotrope est fortement réduite et ajuster les sources les plus brillantes à basse énergie. La réduction de l'émission anisotrope sera étudiée à la section 6.2.5, on peut par contre dès à présent identifier les sources les plus brillantes à basse énergie. Pour cela on procède de manière empirique. On construit la carte des résidus à 100 MeV en utilisant le modèle diffus que l'on vient d'obtenir et on repère les sources du catalogue 3FGL les plus brillantes, pour lesquels il n'y a pas de confusion de sources possible (i.e. sources suffisamment éloignée les une des autres). Une fois les principales sources repérées on les inclut dans le modèle que l'on ajuste une nouvelle fois aux données. De cette manière la nouvelle carte des résidus ne fait plus apparaître ces sources. Une étape de cette procédure est visible à la figure 6.6 où l'on voit la carte des résidus (données-modèle/modèle) établie pour un modèle comprenant le modèle diffus et les sources suivantes :

- 3FGL J0534.5+2201 : pulsar du Crabe,
- 3FGL J0633.9+1746 : pulsar Geminga,
- 3FGL J0835.3-4510 : pulsar Vela,
- 3FGL J1224.9+2122 : quasar 4C 21.35,
- 3FGL J1229.1+0202 : blazar 3C 279,
- 3FGL J1256.1-0547 : blazar 3C 273,
- 3FGL J1512.8-0906 : quasar QSO J1512-0906,
- 3FGL J2254.0+1608 : blazar 3C 454.3,

repérées aux itérations précédentes. Cette procédure itérative a permis d'établir une liste de 39 sources, associées sans ambiguïté à des sources du catalogue 3FGL sur les cartes des résidus. Ces 39 sources sont repérées par des carrés verts sur la figure 6.6. La liste de ces sources est donnée ci-dessous :

Identifiant 3FGL	Nom de la source	L	B
3FGL J0534.5+2201	Crab	184.552	-5.776
3FGL J0835.3-4510	Vela	263.555	-2.787
3FGL J0633.9+1746	Geminga	195.133	4.27
3FGL J2254.0+1608	3C 454.3	86.121	-38.192
3FGL J1512.8-0906	PKS 1510-08	351.289	40.135
3FGL J1256.1-0547	3C 279	305.095	57.061
3FGL J1229.1+0202	3C 273	289.979	64.351
3FGL J1224.9+2122	4C 21.35	255.059	81.662
3FGL J0457.0-2324	PKS 0454-234	223.708	-34.895
3FGL J0428.6-3756	PKS 0426-380	240.704	-43.618
3FGL J0403.9-3604	PKS 0402-362	237.734	-48.467

3FGL J0522.9-3628	PKS 0521-36	240.623	-32.718
3FGL J0538.8-4405	PKS 0537-441	250.083	-31.09
3FGL J2232.5+1143	CTA 102	77.418	-38.583
3FGL J1833.6-2103	PKS 1830-211	12.168	-5.705
3FGL J1836.2+5925	LAT PSR J1836+5925	88.882	24.998
3FGL J0240.5+6113	LS I+61303	135.679	1.086
3FGL J2021.5+4026	LAT PSR J2021+4026	78.232	2.083
3FGL J0721.9+7120	S5 0716+71	143.98	28.023
3FGL J1522.1+3144	B2 1520+31	50.163	57.022
3FGL J1504.4+1029	PKS 1502+106	11.382	54.58
3FGL J1325.4-4301	Cen A Core	309.516	19.406
3FGL J1709.7-4429	PSRJ 1709-4429	343.098	-2.689
3FGL J2143.5+1744	OX 169	72.117	-26.08
3FGL J2202.7+4217	BL Lacertae	92.598	-10.44
3FGL J1127.0-1857	PKS 1124-186	276.72	39.582
3FGL J1104.4+3812	MNK 421	179.827	65.035
3FGL J0948.8+0021	PMN J0948+0022	236.59	38.694
3FGL J0237.9+2848	4C +28.07	149.476	-28.522
3FGL J0108.7+0134	4C +01.01	131.868	-60.992
3FGL J2229.7-0833	PKS 2227-08	55.234	-51.717
3FGL J2147.3-7536	PKS 2142-75	315.793	-36.533
3FGL J2056.2-4714	PKS 2052-47	352.589	-40.381
3FGL J0339.5-0146	PKS 0336-01	188.001	-42.449
3FGL J0730.2-1141	PKS 0727-11	227.763	3.137
3FGL J0739.4+0137	PKS 0736+01	216.994	11.408
3FGL J0808.2-0751	PKS 0805+41	229.045	13.17
3FGL J0830.7+2408	OJ 248	200.061	31.831
3FGL J1427.9-4206	PKS B1424-418	321.451	17.264

TABLE 6.1: Listes des sources ponctuelles incluses dans l'analyse GaRDian.

6.2.5 Données ULTRACLEANVETO et modèles associés

Comme on l'a vu à la section précédente, une émission non isotrope existe aux alentours de 1 GeV. Cette dernière, qui se situe entre le plan équatorial et le plan de l'écliptique, n'est pas facilement modélisable. Une partie de cette composante peut être absorbée par le *EarthLimbModel* mais une autre restera dans les résidus. Pour s'affranchir de ce problème potentiel, on peut utiliser la classe ULTRACLEANVETO qui a été spécialement créée par la collaboration à cet effet. Nous allons donc reconstruire nos modèles diffus pour cette classe. Comme on l'a vu précédemment

(section 6.2.1) il n'est pas, en théorie, nécessaire de le faire pour tous les modèles. Le modèle de l'émission diffuse galactique et le modèle de l'émission gamma du Soleil et de la Lune ne dépendent pas de la classe d'événement utilisée. Il ne nous resterait donc uniquement à nous occuper du modèle de l'EGT et de l'EDI, en utilisant à nouveau le modèle d'anneau de déclinaison de GaRDiAn (*EarthLimbModel*). Afin de le vérifier, on réajustera toutefois simultanément tous les modèles diffus. On ajustera aussi cette fois-ci les 39 sources dans le même temps. Ces sources sont elles aussi ajustées bin à bin, et leur modèle spectral dans chaque bin est une loi de puissance d'indice 2.

On ajuste donc le modèle *EarthLimbModel* ainsi que les autres composantes à 6 ans de données Pass 8 ULTRACLEANVETO avec une coupure en $z_{\max}=105$ (jeu de données préparé par le groupe catalogue de la collaboration). On obtient alors le profil de déclinaison montré à la figure 6.7. On remarque, comme précédemment, une structure caractéristique de l'EGT à basse énergie, tandis qu'à haute énergie le profil de déclinaison est désormais plus plat. La sélection ULTRACLEANVETO permet donc bien de réduire drastiquement l'émission non isotrope.

La collaboration ne disposant pas de modèle d'EDI et d'EGT pour la coupure $z_{\max}=105$, on ne peut pas comparer aux modèles Pass 8 classiques comme précédemment (cas SOURCE $z_{\max}=100$). On se contentera donc de tracer la SED du modèle obtenu ici (voir figure 6.8). On observe un comportement similaire à la SED présenté dans le cas SOURCE $z_{\max}=100$: une variation linéaire à haute énergie puis une courbure à plus basse énergie. On remarque toutefois que la courbure est plus nette.

On peut à présent vérifier si l'hypothèse que l'émission diffuse galactique et l'émission gamma Soleil/Lune ne sont pas affecté par le changement de classe (SOURCE/ULTRACLEANVETO), est valide. Pour cela on trace le préfacteur en fonction de l'énergie (voir figure 6.9) pour le modèle diffus galactique (violet) et le modèle Soleil/Lune. Ces préfacteurs sont donnés par rapport aux modèles SOURCE dérivés à la section 6.2.3. Si, comme on le pense, les modèles ne dépendent pas du type de sélection, ces préfixes devraient toujours valoir 1. La figure 6.9 montre que ce n'est pas rigoureusement le cas, surtout pour le modèle Soleil/Lune. Pour le diffus galactique, cela est vrai à quelques pourcents près au-dessus de ~ 40 MeV. Cela peut s'expliquer par le fait que le taux de rayons cosmiques reconstruit comme étant des rayons gamma varie d'une classe à l'autre et aussi en fonction de l'énergie. On remarque aussi que l'ajustement à l'air problématique en dessous de 40 MeV, ce qui constitue un argument supplémentaire pour ne pas pousser les analyses en dessous de cette limite basse.

Les SED obtenues dans cette étape finale pour l'émission diffuse galactique (à gauche) et pour l'émission gamma Soleil/Lune (à gauche) sont visibles à la figure 6.10, jusqu'à une énergie de 40 MeV, la limite basse énergie fixée pour l'analyse de sources à cause d'un manque d'informations sur les incertitudes en dessous de 40 MeV mais aussi à cause de l'incapacité de l'ajustement GaRDiAn à trouver une solution satisfaisante pour le modèle diffus en dessous de 40 MeV comme le montre la figure 6.9). Pour les deux SED la ligne noire est le modèle Pass 8 originel et la ligne

brisé noire son extrapolation, la ligne bleue montre le modèle ajusté aux données ULTRACLEANVETO, en dessous de 1 GeV. La partie au-dessus de 1 GeV, n'est qu'illustrative, et les points ayant $E > 1$ GeV reprennent exactement les valeurs des modèles originaux, et n'ont donc pas de barre d'erreur. Dans le cas de l'émission diffuse galactique, le modèle ajusté est compatible avec le modèle Pass 8 à 2% près. Dans le cas de l'émission Soleil/Lune les 3 premiers bin de plus haute énergie ajustés sont compatibles avec le modèle Pass 8 mais à mesure que l'énergie décroît les deux modèles divergent fortement. Le flux Soleil/Lune étant assez faible par rapport aux autres composantes on constate, en fixant la composante Soleil/Lune, que cette différence n'a aucune influence visible sur l'ajustement des sources ponctuelles (les SED restent inchangées que cette composante soit libre ou non).

Nous avons donc construit un modèle de l'émission diffuse descendant jusqu'à 10 MeV pour les composantes : diffus galactique, émission gamma terrestre, émission gamma de la Lune et du Soleil ainsi que l'émission isotrope. Nous avons identifié une émission non isotrope qui est compatible avec celle déjà vue par la collaboration et nous avons été capables de l'éliminer en grande partie en utilisant la classe ULTRACLEANVETO. L'extension basse énergie de ce modèle n'est pas physique mais, à partir de ce modèle diffus, nous pouvons à présent essayer de nous intéresser aux sources ponctuelles, en gardant à l'esprit les réserves émises dans ce chapitre, c'est-à-dire, en se limitant aux énergies supérieures à 40 MeV.

6.3 Les sources ponctuelles vues à basse énergie

6.3.1 Méthode de construction des SED

Avant de passer à l'analyse des sources à proprement parler, on présente ici le détail de la méthode que l'on utilise pour construire les SED des sources ponctuelles issues de l'analyse GaRDian. Les sources ponctuelles sont ajustées dans chaque bin par une loi de puissance d'indice -2 qui s'écrit comme :

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-2}, \quad (6.1)$$

avec N_0 le préfacteur et E_0 l'énergie pivot. Dans chaque bin on ajuste le pré-facteur. La valeur initiale pour le pré-facteur est calculée à partir du modèle associé à la source dans le catalogue 3FGL en supposant qu'à l'énergie moyenne du bin d'énergie minimale E_{min} et maximale E_{max} considéré ($E_{moy} = \sqrt{E_{max} E_{min}}$), la valeur prédite par le catalogue 3FGL doit être égale à celle utilisant le modèle en loi de puissance d'indice -2. Ceci revient à écrire :

$$\left. \frac{dN}{dE} \right|_{3FGL} (E_{moy}) = N_0 \left(\frac{E_{moy}}{E_0} \right)^{-2}, \quad (6.2)$$

d'où

$$N_0 = \left. \frac{dN}{dE} \right|_{3FGL} (E_{moy}) \left(\frac{E_{moy}}{E_0} \right)^{+2} \quad (6.3)$$

Le type de spectre provenant du catalogue 3FGL ($dN/dE|_{3FGL}$) peut être de plusieurs formes :

- la loi de Puissance (*PowerLaw*)

$$\frac{dN}{dE}(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma}, \quad (6.4)$$

qui dépend de trois paramètres : un préfacteur (N_0), une énergie pivot⁴ (E_0) et un indice (Γ);

- la loi de puissance avec une coupure exponentielle (*PLExpCutOff*)

$$\frac{dN}{dE}(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \exp \left[\left(\frac{E_0}{E_c} \right) - \left(\frac{E}{E_c} \right) \right], \quad (6.5)$$

qui dépend de 4 paramètres : un pré-facteur (N_0), une énergie pivot (E_0) et un indice (Γ) comme pour la loi de puissance, ainsi qu'une énergie de coupure (E_c);

- la loi de puissance avec une coupure super-exponentielle (*PLSuperExpCutOff*)

$$\frac{dN}{dE}(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \exp \left[\left(\frac{E_0}{E_c} \right)^\beta - \left(\frac{E}{E_c} \right)^\beta \right], \quad (6.6)$$

dépend d'un paramètre supplémentaire (β) qui permet une décroissance plus ou moins rapide qu'une exponentielle ($\beta = 1$);

- la parabole logarithmique (*LogParabola*)

$$\frac{dN}{dE}(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha - \beta \log\left(\frac{E}{E_0}\right)} \quad (6.7)$$

qui dépend de 4 paramètres : le préfacteur (N_0), l'énergie pivot (E_0) et les paramètres de la parabole (α et β).

Afin de construire la SED de chaque source, on calcule dans chaque bin la valeur moyenne du ($E^2 dN/dE$). Si dans le bin i d'énergies limites (E_{min}^i, E_{max}^i) le préfacteur trouvé par l'ajustement est N_0^i alors le $E^2 dN/dE$ moyen dans le bin i est facilement calculable :

$$\begin{aligned} \langle E^2 \frac{dN}{dE} \rangle_i &= \frac{1}{E_{max}^i - E_{min}^i} \int_{E_{min}^i}^{E_{max}^i} E^2 N_0^i \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-2} \\ &= N_0^i E_0^2 \quad . \end{aligned} \quad (6.8)$$

On peut ensuite tracer la suite des $\langle E^2 dN/dE \rangle_i$ en fonction de l'énergie moyenne du bin et comparer au catalogue 3FGL (par exemple). On s'attend alors à avoir

4. Remarque : L'énergie pivot et le préfacteur ne peuvent être ajustés en même temps, car ces paramètres sont dégénérés.

des valeurs similaires à haute énergie, les modèles du catalogue 3FGL étant ajustés sur des données Pass 7 Rep descendant jusqu'à 100 MeV et sans dispersion en énergie. Les données utilisées dans cette analyse étant des données Pass 8, on pourrait néanmoins constater quelques différences.

6.3.2 Validation de la méthode sur une simulation

Afin de vérifier que la méthode d'ajustement bin à bin des sources ponctuelles par une loi de puissance d'indice fixé à 2 est valide, nous avons utilisé une simulation du pulsar Vela appelée "SuperVela". Cette simulation Monte Carlo reprend le spectre du catalogue 3FGL de Vela (une loi de puissance avec coupure super-exponentielle) mais multiplie le flux de la source par 10. Cette simulation a été créée en tenant compte de la dispersion en énergie, il faudra donc la prendre aussi en compte dans l'ajustement. Grâce à cette simulation on connaît exactement le spectre, que l'on peut alors comparer au spectre obtenu avec notre méthode, qui consiste à ajuster dans chaque bin le N_0 d'une loi de puissance dont l'expression est :

$$N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-2} . \quad (6.9)$$

On initialise, dans chaque bin, le pré-facteur de manière à ce que le flux dans le bin soit égal au flux de Vela dans ce bin. On s'attend donc à trouver une valeur de pré-facteur en sortie d'ajustement égale à 10. On peut alors comparer la valeur attendue et la valeur trouvée dans chaque bin. On appelle cela résidu du pré-facteur :

$$\frac{\text{valeur ajustée} - \text{valeur attendue}}{\text{valeur attendue}} . \quad (6.10)$$

L'ajustement prend en compte la dispersion en énergie, c'est à dire que le spectre d'entrée est convolué à la dispersion en énergie avant ajustement (voir section 5.4.2). Comme on peut le voir en figure 6.11, les résidus du préfacteur sont, dans ces conditions, inférieurs ou égaux à 2% au dessus de 30 MeV. La simulation Monte Carlo permet de montrer que la méthode d'ajustement proposée est adaptée à cette gamme d'énergie. Au-delà par contre, la dispersion en énergie est trop importante, et la méthode biaise l'estimation de N_0 dans le bin étudié.

6.3.3 Résultats obtenus

Les sources observées par COMPTEL sont les plus susceptibles d'être détectées par le LAT à basse énergie. Ce sont ces sources que l'on souhaite étudier en particulier. Dans cette section nous allons présenter les SED obtenues pour certaines des sources détectées par COMPTEL et nous verrons si les points du LAT sont en accord avec ceux de COMPTEL.

Le pulsar Vela :

Le pulsar Vela est référencé dans le catalogue 3FGL sous le nom 3FGL J0835.3-4510. Son spectre y est décrit par une loi de puissance avec un coupure super-exponentielle (voir *PLSuperExpCutOff* à la section 6.3.1), dont les paramètres sont précisés dans le tableau suivant :

paramètre	valeur	incertitude	unité
N_0	2.333084E-09	4.400779E-12	photon/cm ² /MeV/s ⁻¹
E_0	832.5569	-	MeV
Γ	1.002948	0.01757593	-
E_c	255.7961	27.1829	MeV
β	0.4758607	0.008638833	-

TABLE 6.2: Paramètres du catalogue 3FGL pour le pulsar Vela.

Situé à proximité du plan galactique⁵, il est l'une des sources les plus brillantes dans le ciel gamma. Cette source fait donc naturellement partie des 39 sources du catalogue 3FGL réajustées lors de l'obtention du modèle diffus. On va maintenant tracer sa SED en utilisant la méthode décrite à la section 6.3.1. Pour cela on cherche à connaître, de manière approchée, les erreurs systématiques totales induites par notre méthode d'analyse avec GaRDian. Une manière de procéder consiste à comparer la SED obtenue via l'analyse GaRDian, bin à bin, avec le modèle diffus spécialement construit pour cette analyse, à une analyse standard utilisant les *Science-Tools* (ST). Cette analyse ST ne descend pas en dessous de 60 MeV de façon à pouvoir utiliser le modèle diffus galactique Pass 8 classique. Voici les caractéristiques de l'analyse ST, conduite par Philippe Bruel, membre de la collaboration : 6 ans de données Pass 8 SOURCE, coupées afin de ne conserver que les événements ayant un angle zénithal inférieur à 80 degrés, de façon à éliminer l'EGT. Toutes les sources de la ROI (15°x15° centrée sur Vela) hormis Vela sont ajustées en utilisant le signal OFF-pulse (voir section 2.3.1). L'ajustement se fait via une loi de puissance avec coupure super-exponentielle, entre 63 MeV et 100 GeV en prenant en compte la dispersion en énergie. La comparaison de cette analyse avec l'analyse GaRDian montre une erreur systématique liée à la différence de méthode de 5% au-dessus de 100 MeV et qui croît ensuite linéairement (en échelle logarithmique) pour atteindre 20% à 40 MeV.

La figure 6.12 montre la superposition de la SED obtenue pour le pulsar Vela par les 2 méthodes : La ligne cyan résulte de l'analyse ST. Son incertitude (bande cyan) comprend l'erreur statistique et l'erreur systématique Pass 8 avec dispersion en énergie (voir la courbe rouge à la figure 6.13).

Les points bleus sont issus de l'analyse GaRDian. Les barres d'erreurs verticales comprennent l'erreur statistique, l'erreur systématique Pass 8 avec dispersion en

5. (L,B)=(263.5546° ; -2.787274°)

énergie et l'erreur systématique liée à la différence de méthode utilisée (GaRDiAn vs ST). La figure 6.12 montre aussi le spectre du catalogue 3FGL (courbe jaune) pour le pulsar Vela. Les différences constatées entre l'étude ST et le catalogue 3FGL s'expliquent également par la différence de données utilisées. En effet le catalogue 3FGL utilise 4 ans de données Pass 7 reprocessées au delà de 100 MeV. La figure 6.12 montre aussi les points COMPTEL pour le pulsar Vela tel que reporté par Kuiper et al. [74]. On remarque que les 3 analyses *Fermi*-LAT semblent ne pas être en accord avec les mesures de COMPTEL. Néanmoins, les barres d'erreurs COMPTEL ne prennent pas en compte les erreurs systématiques.

La région du Crabe

Le région du Crabe est elle aussi située à proximité du plan galactique⁶ dans une région peu sensible à l'EGT. Cette source est relativement complexe car en plus du pulsar (3FGL J0534.5+2201), une nébuleuse de vent de pulsar, modélisée par deux composantes dans le catalogue 3FGL (3FGL J0534.5+2201s et 3FGL J0534.5+2201i), contribue elle aussi à l'émission gamma, surtout à basse énergie. L'écart angulaire entre ces deux sources ($\sim 0.006^\circ$) étant inaccessible aux instruments gamma, on modélisera ces deux sources par une unique source ponctuelle prise à la position du pulsar. Cette simplification est nécessaire à la bonne convergence de l'ajustement. En effet pour des sources très proches la PSF peut induire dans l'ajustement des "échanges de photons" entre les deux sources. Le spectre obtenu montre alors de grandes discontinuités. Le spectre du pulsar du Crabe est paramétré par une loi de puissance avec une coupure exponentielle (*PLExpCutoff*) dont les paramètres sont :

paramètre	valeur	incertitude	unité
N_0	5.541302E-10	2.670738E-12	photon/cm ² /MeV/s ⁻¹
E_0	635.5911	-	MeV
Γ	2.045009	0.01091216	-
E_c	8143.043	442.0095	MeV

TABLE 6.3: Tableau des paramètres du catalogue 3FGL décrivant le pulsar du Crabe.

La nébuleuse de vent de pulsar est décrite par deux loi de puissance (*PowerLaw*), la première ayant pour paramètres :

paramètre	valeur	incertitude	unité
N_0	1.144758E-08	6.864756E-10	photon/cm ² /MeV/s ⁻¹
E_0	100.7975	-	MeV
Γ	5.715894	0.3800294	-

6. (L,B) = (184.5575° ; -05.7844°)

TABLE 6.4: Tableau des paramètres du catalogue 3FGL décrivant la première composante de la nébuleuse du Crabe.

et par une seconde :

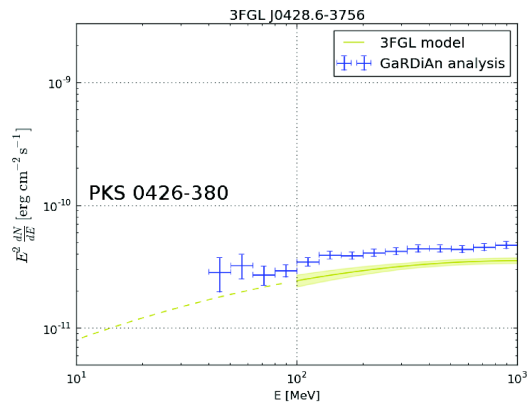
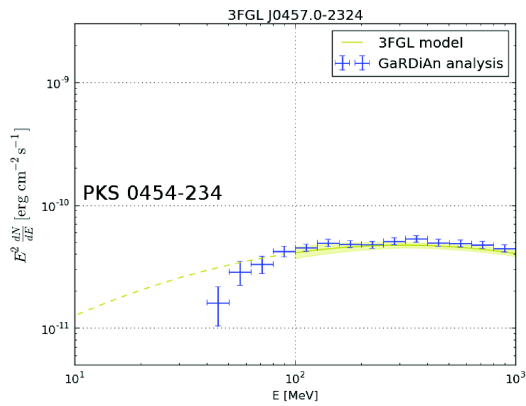
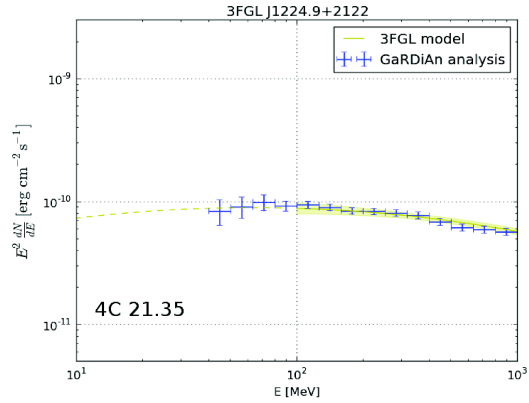
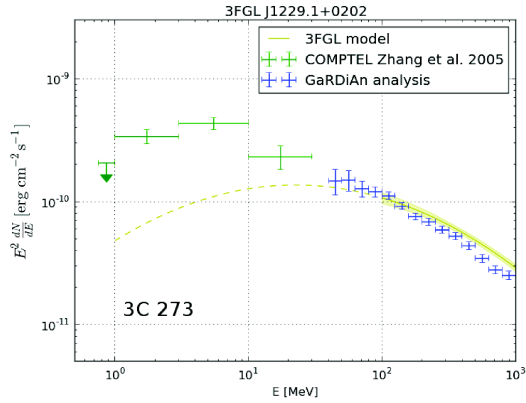
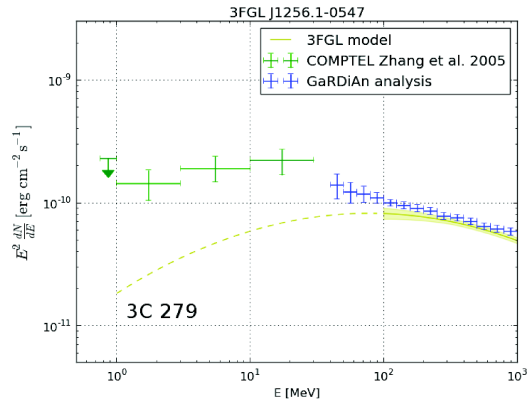
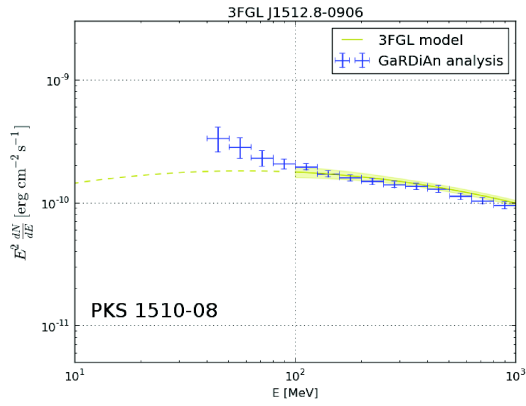
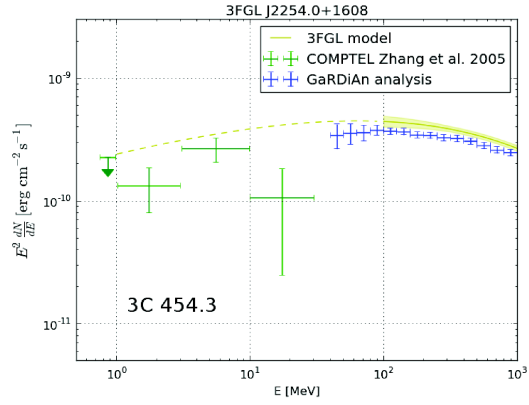
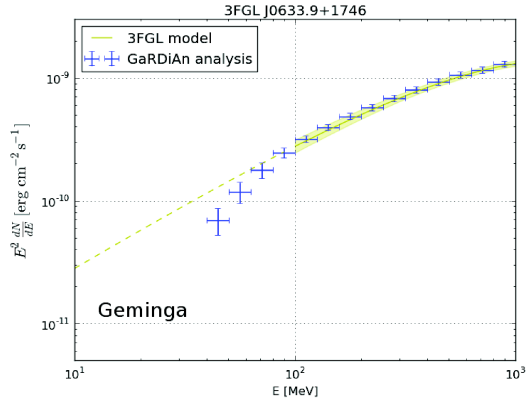
paramètre	valeur	incertitude	unité
N_0	1.833671E-11	-	photon/cm ² /MeV/s ⁻¹
E_0	1000	-	MeV
Γ	1.64	-	-

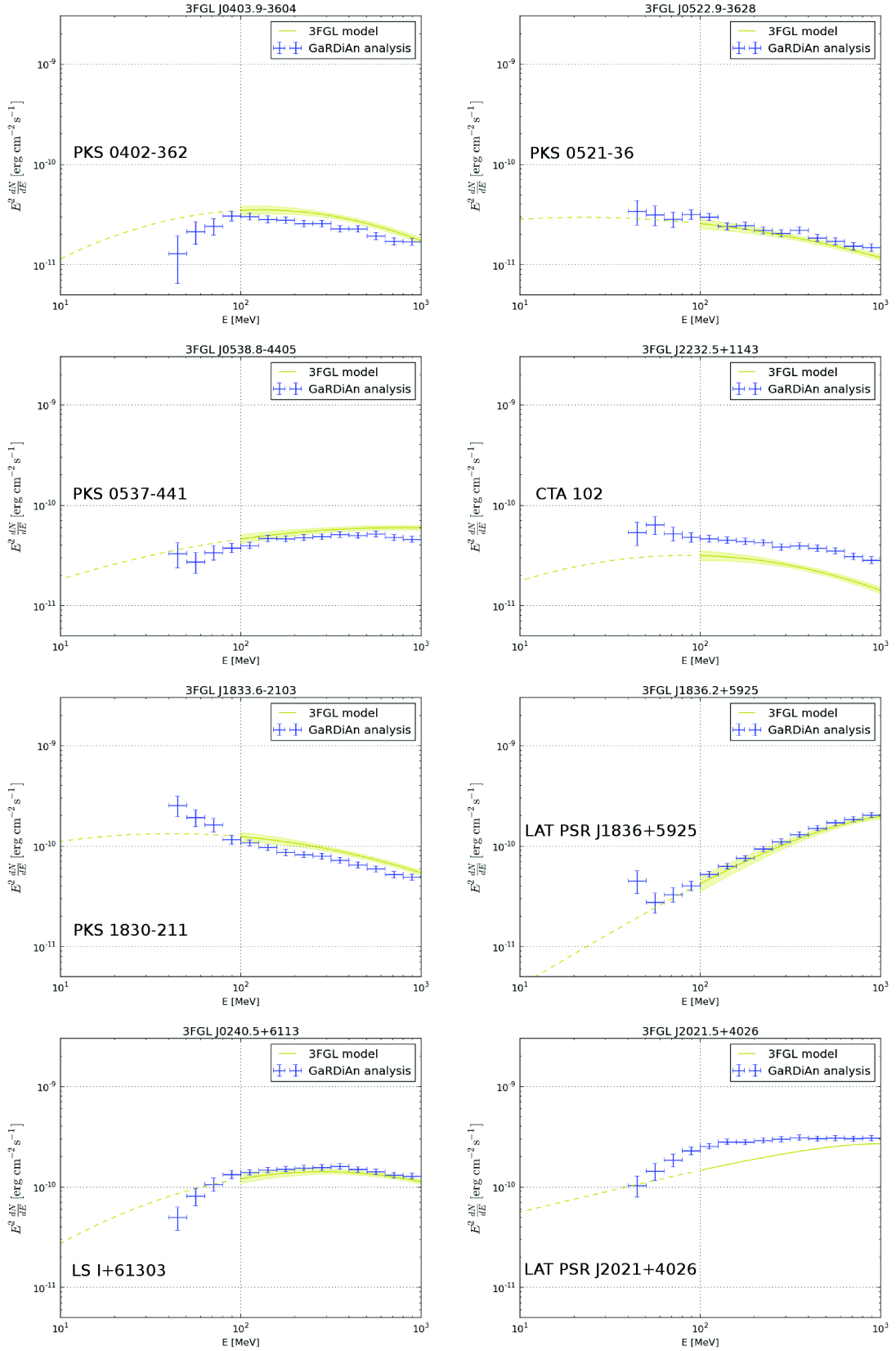
TABLE 6.5: Tableau des paramètres du catalogue 3FGL décrivant la seconde composante de la nébuleuse du Crabe.

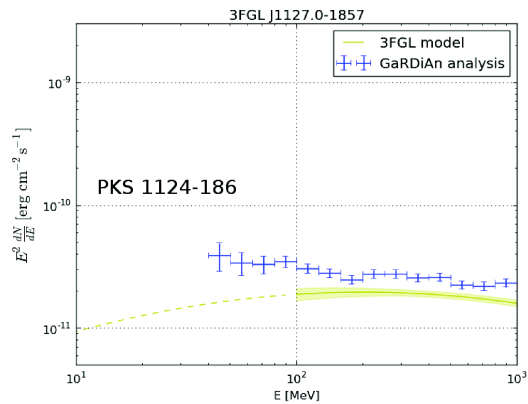
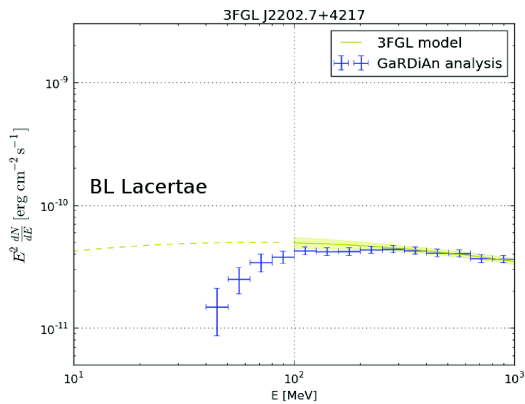
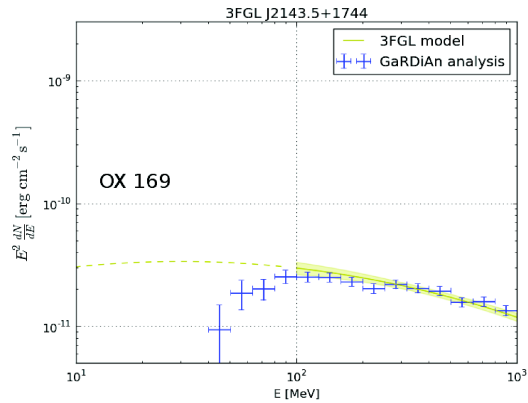
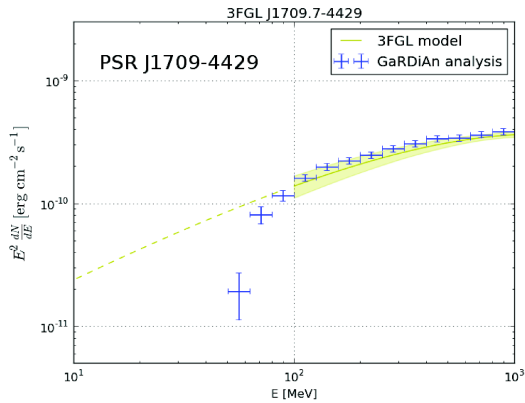
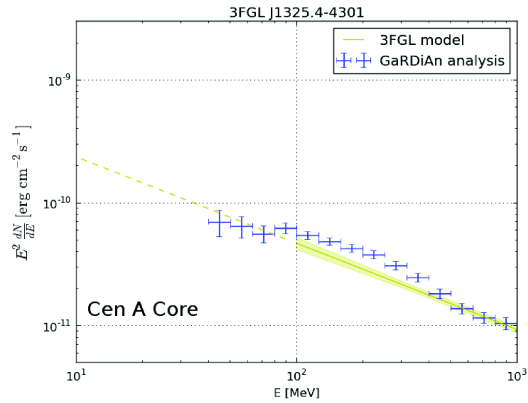
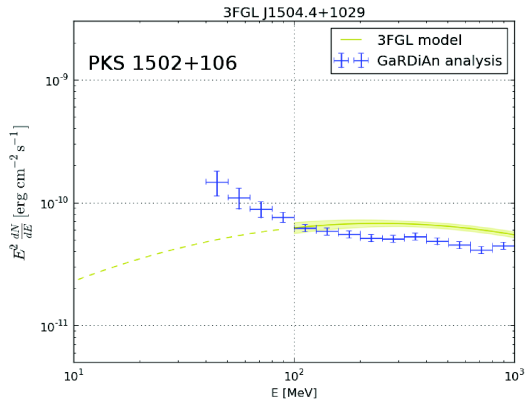
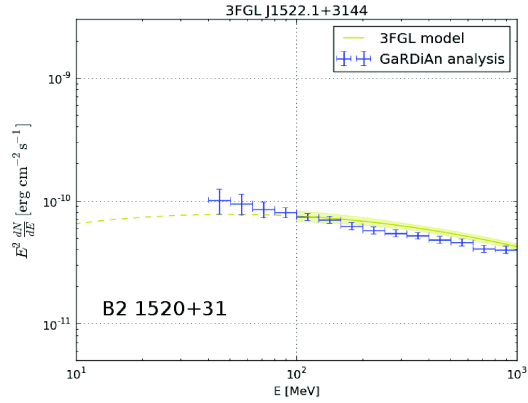
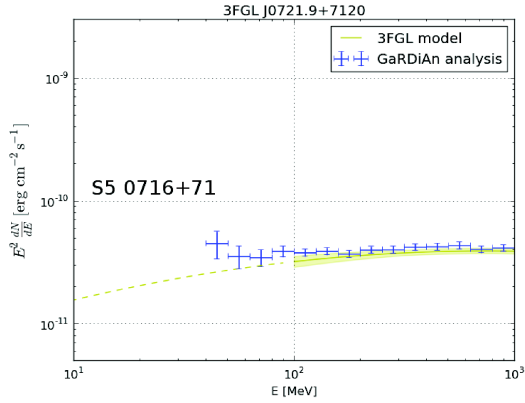
Cette source est parfois sujette à des variations brusques de flux (*flares*) [73]. C'est aussi la source la plus brillante du ciel en dessous de 100 MeV comme le montre la figure 6.1, et elle fait partie des 39 sources réajustées avec GaRDian. La figure 6.14 montre la SED du pulsar du Crabe et de sa nébuleuse obtenue par l'analyse GaRDian (points bleus). Les incertitudes systématiques utilisées pour l'analyse GaRDian sont celles qui ont été trouvées à la section 6.3.3. Le modèle du catalogue 3FGL pour cette même source est représenté en jaune. Là encore les différences de données et méthode doivent être prises en compte dans les erreurs afin que les deux analyses concordent à haute énergie. En revanche, le catalogue 3FGL n'utilisant pas de données en dessous de 100 MeV dans son ajustement, il n'est pas étonnant que les deux modèles diffèrent dans cette gamme d'énergie. L'analyse GaRDian de cette source confirme que la loi de puissance utilisée pour décrire la partie basse énergie du spectre de la région du Crabe est trop pentue. De plus, les données COMPTEL [74], également reportées sur la figure 6.14, combinées aux points GaRDian de plus basse énergie, semblent indiquer une courbure du spectre. Il faudrait néanmoins être capable de réduire les incertitudes afin de s'en convaincre définitivement.

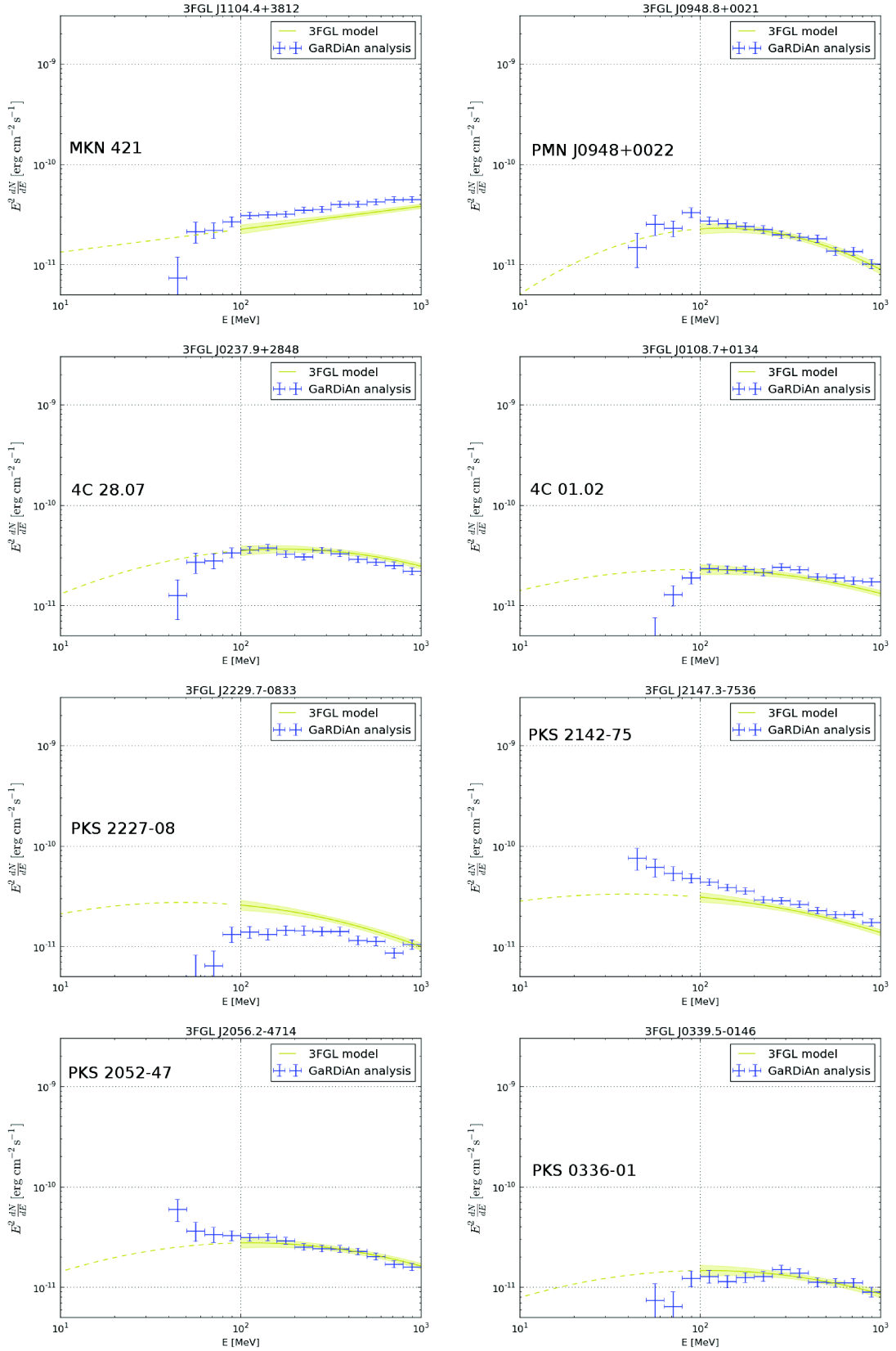
Les autres sources

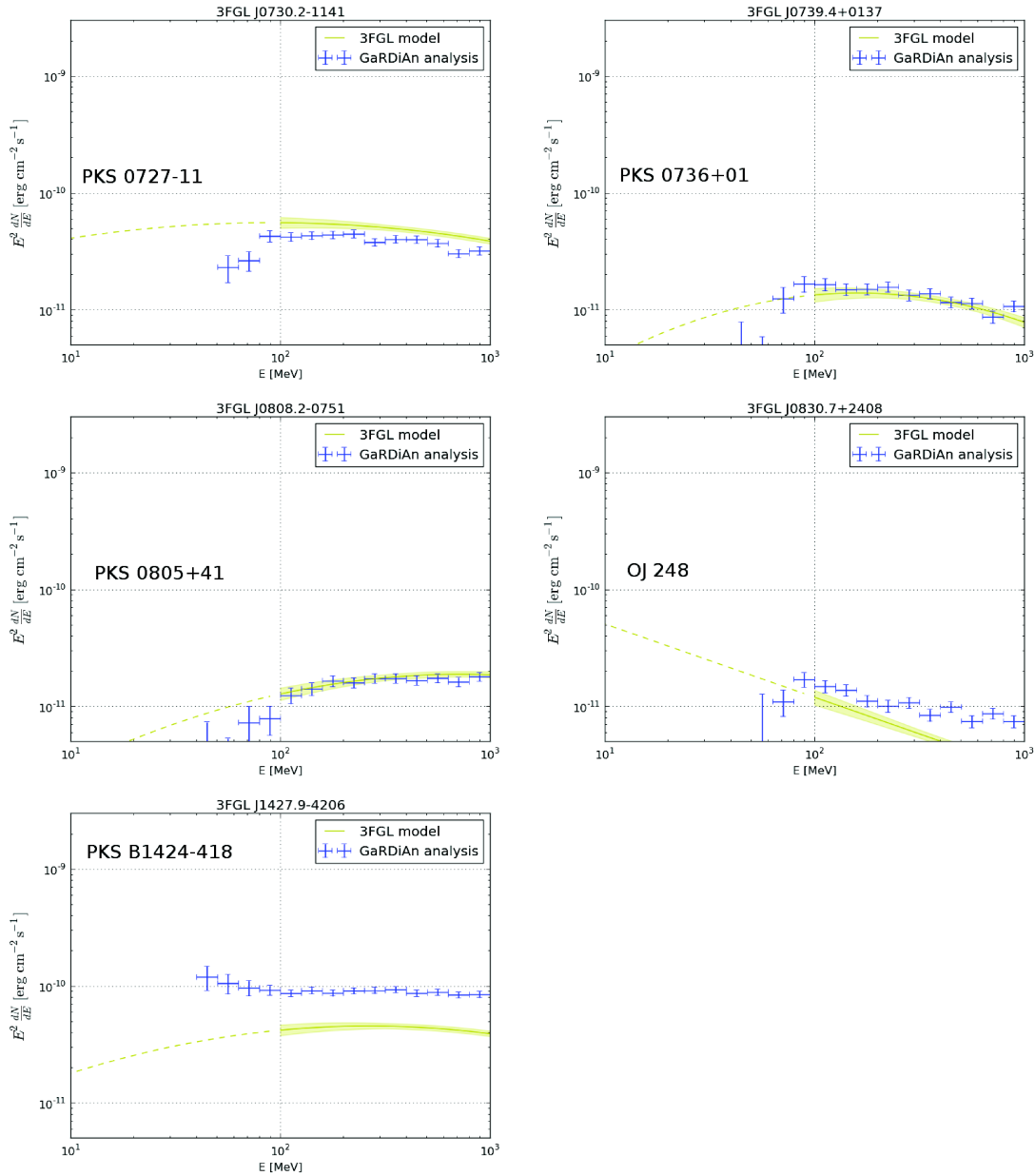
Les SED des 37 autres sources issues de l'ajustement des données ULTRACLEANVETO sont montrées ci-dessous, dans le même ordre que le tableau 6.1 à l'exclusion de Vela et du Crabe (première ligne du tableau 6.1) :











On remarque que pour 18 des 37 sources présentées ici (49%), les points issus de l'analyse GaRDian (points bleus dans les figures du tableau ci-dessus) suivent les prédictions du catalogue 3FGL, au moins jusqu'à 100 MeV, limite basse énergie des données utilisées pour produire le catalogue 3FGL. Pour le blazar 4C 21.35⁷ (3FGL J1224.9+2122) situé proche du pôle galactique nord, le spectre GaRDian est en accord avec le spectre du catalogue 3FGL jusqu'à 40 MeV, soit la limite basse énergie de notre analyse. Dans d'autres cas le spectre obtenu via l'analyse GaRDian est comparable à celui du catalogue 3FGL mais les points obtenus sont

7. L=255.0734° ; B=+81.6598°

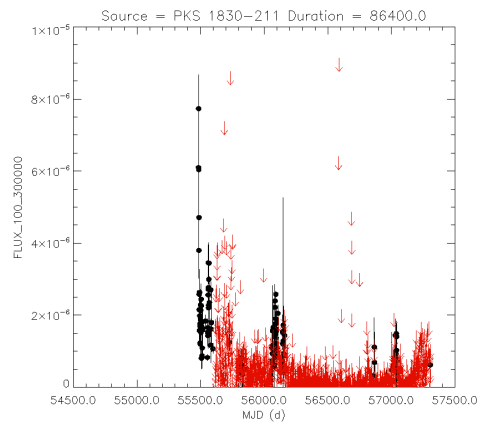
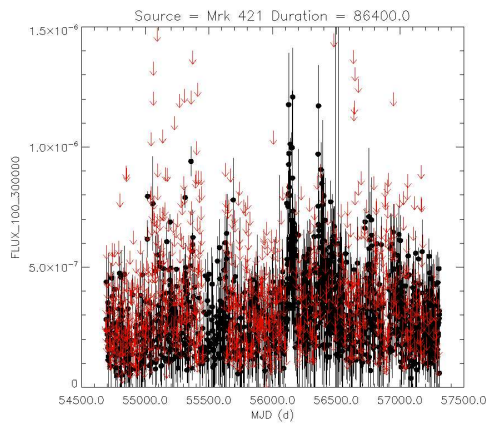
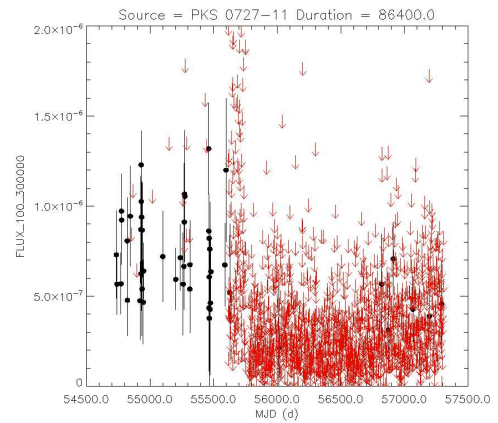
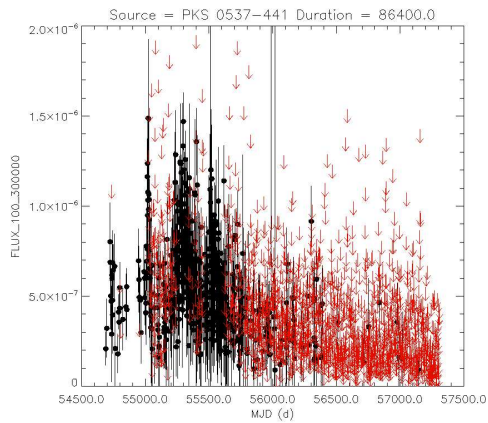
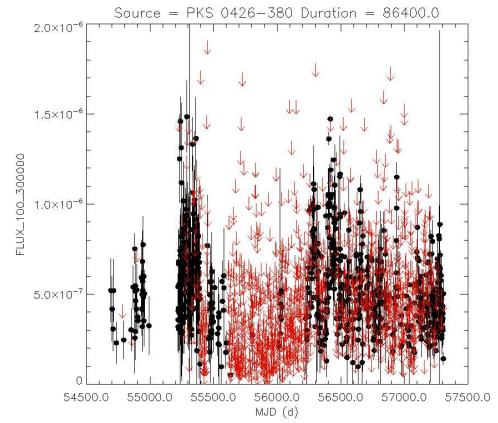
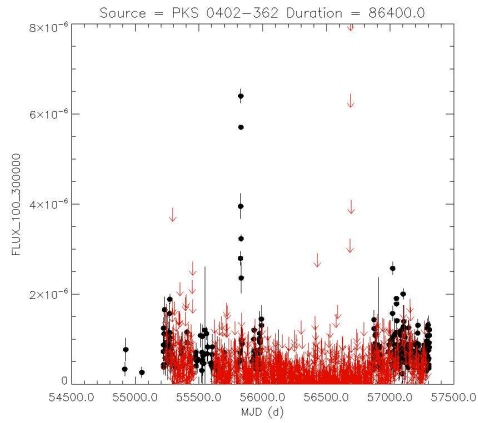
décalés, de sorte que pour que le spectre du catalogue 3FGL et celui de l'analyse GaRDiAn soit en accord il suffirait de renormaliser l'un ou l'autre. Le spectre issu de l'analyse GaRDiAn du blazar 3C454.3⁸ (3FGL J2254.0+1608), par exemple, est décalé vers le bas. Ce décalage rend les deux spectres incompatibles au vu des erreurs systématiques. Cela peut être dû au fait que 3C454.3 est une source variable qui connaît des pics d'activité (*flares*). Le spectre 3FGL est établi à partir de 4 ans de données. Le spectre obtenu est donc un spectre moyen sur 4 ans. Dans le cas de notre analyse GaRDiAn on utilise 6 ans de données. On peut donc s'attendre à ce que le spectre moyenné sur 6 ans soit différent de celui sur 4 ans. La figure 6.15 montre la courbe de lumière du blazar 3C454.3 entre 2008 et 2015. On y voit clairement une baisse d'activité du blazar entre 2012(MJD~56000) et 2014 (MJD~56700) ce qui est qualitativement compatible avec la baisse de la normalisation observée dans l'analyse GaRDiAn. Une étude dédiée de cette source serait néanmoins nécessaire afin de confirmer quantitativement cette hypothèse. On donne dans le tableau ci-dessous la liste des sources de l'analyse GaRDiAn présentant un décalage de leur spectre, ainsi que le sens de celui-ci par rapport au spectre du catalogue 3FGL.

identifiant 3FGL	nom	classe	sens du décalage
3FGL J0403.9-3604	PKS 0402-362	FSRQ ⁹	bas
3FGL J0428.6-3756	PKS 0426-380	bl ¹⁰	haut
3FGL J0538.8-4405	PKS 0537-441	BLL	bas
3FGL J0730.2-1141	PKS 0727-11	fsrq	bas
3FGL J0830.7+2408	OJ 248	FSRQ	haut
3FGL J1104.4+3812	Mrk 421	BLL	haut
3FGL J1127.0-1857	PKS 1224-186	fsrq	haut
3FGL J1427.9-4206	PKS B1424-418	FSRQ	haut
3FGL J1833.6-2103	PKS 1830-211	fsrq	bas
3FGL J2254.0+1608	3C 454.3	FSRQ	bas
3FGL J2232.5+1143	CTA 102	FSRQ	haut

Toutes ces sources sont des AGN dont le flux peut varier dans le temps, il est donc envisageable que le décalage entre le spectre du catalogue 3FGL et le spectre GaRDiAn soit causé par des différences d'activités durant les deux années supplémentaires du jeu de données utilisé dans l'analyse GaRDiAn. Pour 7 des 9 sources listés dans le tableau ci-dessus (on ne compte pas ici 3C454.3 que l'on a déjà discuté) on dispose des courbes de lumières¹¹ (voir tableau 6.7) qui permettent de confirmer de manière qualitative l'hypothèse formulée pour expliquer la différence entre le spectre du catalogue 3FGL et celui de notre analyse GaRDiAn. En effet pour chacune de ces sources la variation d'activité entre 2012 et 2014 va dans le même sens que le décalage observé dans les spectres de l'analyse GaRDiAn (surcroît d'activité : décalage vers le haut, diminution de l'activité : décalage vers le bas).

8. L=086.1111° ; B=-38.1838°

11. Voir le site : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/msl1c/>



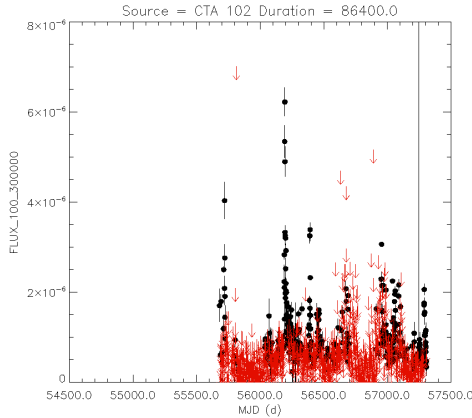


TABLE 6.7: Tableau représentant les courbes de lumières de PKS 0402-362, PKS 0426-380, PKS 0537-441, PKS 0727-11, Mrk 421, PKS 1830-211, et CTA 102. Les courbes de lumière confirment de manière qualitative, le fait que des variations de flux pendant les 2 ans supplémentaires du jeu de données de l’analyse GaRDian, sont à l’origine des variations observées dans le spectre de ces sources. *Source* : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/msl/c/>

Si toutes les sources présentant un décalage de leur spectre montre une variation d’activité compatible avec le sens du décalage, l’inverse n’est pas vrai. La source 4C 21.35 est en bonne adéquation avec le catalogue 3FGL alors que pourtant sa courbe de lumière (voir figure 6.16) montre une forte activité au début de la mission et un calme relatif durant les 2 années suivant la période utilisée pour produire le catalogue 3FGL. La raison de ces décalages n’est donc pas aussi simple que l’on aurait pu le penser. La seule manière d’écarter l’activité des sources comme cause des décalages serait d’utiliser des données couvrant la même plage temporelle que les données du catalogue 3FGL *i.e.* les 4 premières années de la mission.

Certaines des 37 sources discutées ici ont été détectées par l’instrument COMPTEL. C’est le cas par exemple de 3C 273 et 3C 279 deux blazars proches du pôle galactique nord. Leurs SED, visible plus haut, montrent les points COMPTEL tels que reportés dans [75] (en vert) en plus des points de l’analyse GaRDian et du spectre du catalogue 3FGL. Dans le cas de ces deux sources la partie basse énergie de l’analyse GaRDian semble pouvoir être raccordée au spectre COMPTEL, par exemple par une *log parabola* pour 3C 273 et par une *broken powerlaw* pour 3C 279. Pour les deux autres sources (3C 454.3 et CTA 102), où les points COMPTEL de [76] sont représentés, l’accord LAT/COMPTEL n’est pas aussi bon que pour 3C 273 et 3C 279. Cela provient probablement du fait que 3C 454.3 et CTA 102 sont très variables, comme le montre leur courbe de lumière et le fait que les spectres

soient décalés pour ces deux sources. Les points COMPTEL sont donc illustratifs car il ne couvre pas la même période d'analyse que ceux du LAT, ce qui rend toute comparaison hasardeuse pour des sources variables.

Pour certaines sources on observe également une chute drastique du spectre à mesure que l'énergie augmente, comme par exemple pour Geminga ou encore pour PKS 0454-234, alors que pour d'autres on constate une remontée comme dans le cas de PSR J1836+5925 ou PKS 1830-211.

Les sources restantes montrent un spectre différent voire même très différent du spectre du catalogue 3FGL.

identifiant 3FGL	nom	classe
3FGL J0830.7+2408	OJ 248	FSRQ
3FGL J1325.4-4301	Cen A core	RDG ¹²
3FGL J1427.9-4206	PKS B1424-418	FSRQ
3FGL J1504.4+1029	PKS 1502+106	FSRQ
3FGL J2021.5+4026	PSR J2021+4026	PSR ¹³
3FGL J2229.7-0833	PSK 2227-08	FSRQ

La position et le comportement de l'ajustement GaRDian pour chacune des 37 sources discutées ci-dessus est montrée à la figure 6.17. Les croix vertes montrent les sources dont le spectre est en accord avec le spectre du catalogue 3FGL aux énergies supérieures à 100 MeV. Les sources présentant une différence par rapport au 3FGL à basse énergie (remontée ou chute du spectre) sont représentées par des croix bleues. Les sources présentant une renormalisation du spectre comparé au spectre GaRDian (au-dessus de 100 MeV) sont représentées par un ovale noir et les sources dont le spectre est très différent de celui du catalogue 3FGL sont représentées par des carrés rouges. On ne constate pas de corrélation particulière entre ces dernières et les composantes du modèle diffus, ni pour les autres types de sources.

Ainsi 49% des sources étudiées (19 sources) ont un spectre compatible avec celui du catalogue 3FGL au-dessus de 100 MeV, et 5% (2 sources) sont compatibles sur toute la gamme d'énergie étudiée (40 MeV - 1 GeV). Les autres sources sont incompatibles avec leur spectre tel que décrit par le catalogue 3FGL. Pour 27% d'entre elles (9 sources) on propose d'expliquer cette différence par une variation du flux de ces sources pendant les 2 ans de données supplémentaires utilisées dans l'analyse GaRDian, comme cela semble être le cas pour PKS 0402-362, PKS 0426-380, PKS 0537-441, PKS 0727-11, Mrk 421, PKS 1830-211, 3C454.3 et CTA 102. Enfin 19% des sources montrent une variation importante de leur spectre par rapport à celui trouvé par le catalogue 3FGL. Ces différences sont potentiellement le fait d'imperfection dans les modèles diffus ou sont liées à un problème d'ajustement, car seuls les sources du catalogue 3FGL sont prises en compte dans le modèle des sources ponctuelles. Or le catalogue 3FGL n'utilise que 4 ans de données, contrairement aux 6 ans de l'analyse GaRDian qui est donc potentiellement sensible à des sources non vues par le 3FGL. Enfin il est important de se souvenir que GaRDian n'est pas, à l'origine, un outil dédié à l'analyse détaillée de sources ponctuelles même s'il

s'est révélé être un outil encourageant pour l'analyse à basse énergie de par sa capacité à ajuster efficacement l'intégralité du ciel et de par la liberté totale dans la modélisation du spectre qu'il permet (ajustement bin à bin).

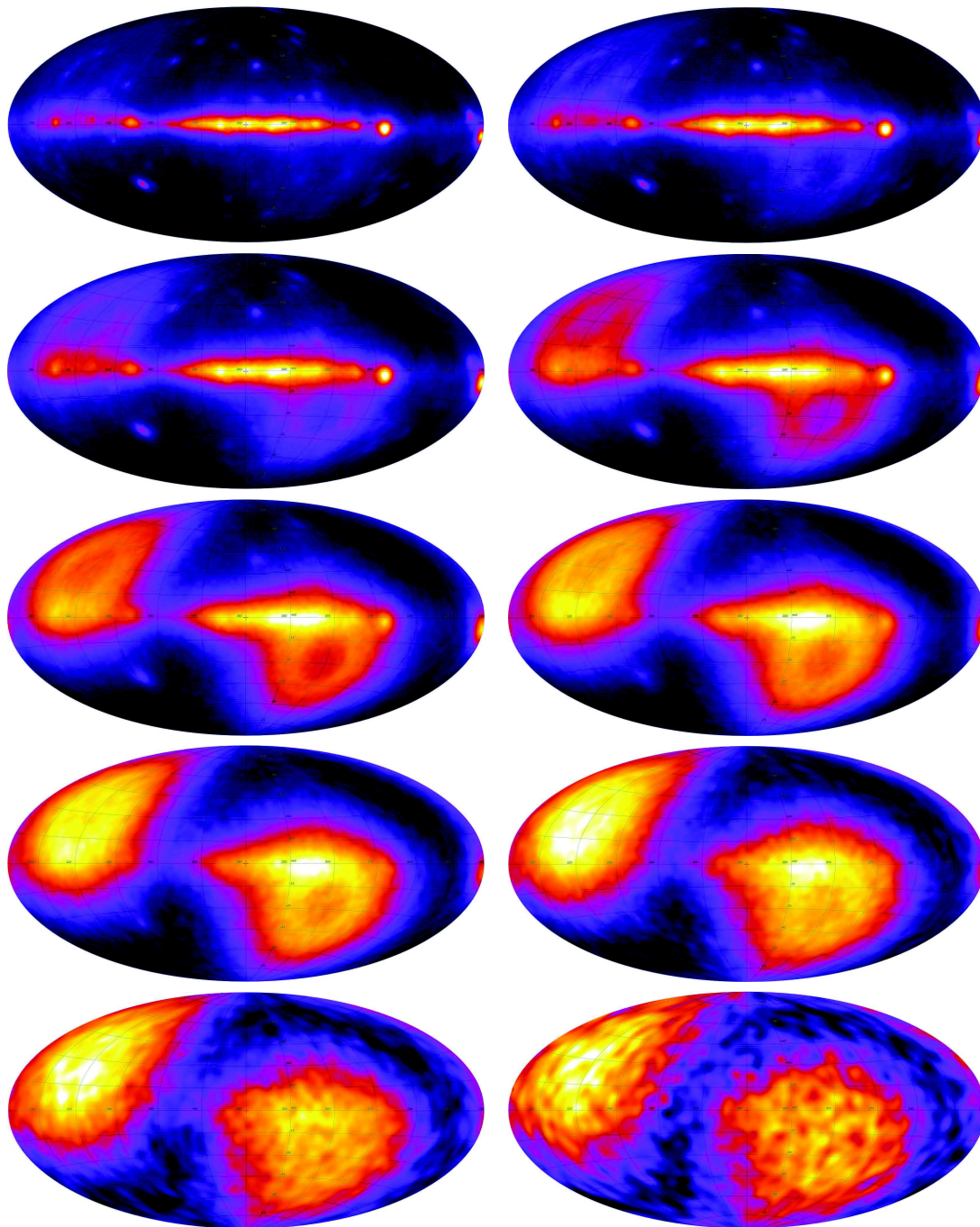


FIGURE 6.1 – Cartes du ciel gamma vu par le LAT à des énergies moyennes de (de gauche à droite, de haut en bas) 89 MeV, 71 MeV, 56 MeV, 45 MeV, 35 MeV, 28 MeV, 22 MeV, 18 MeV, 14 MeV, 11 MeV, lissées au tiers de PSF68 (quantile à 68% de la PSF).

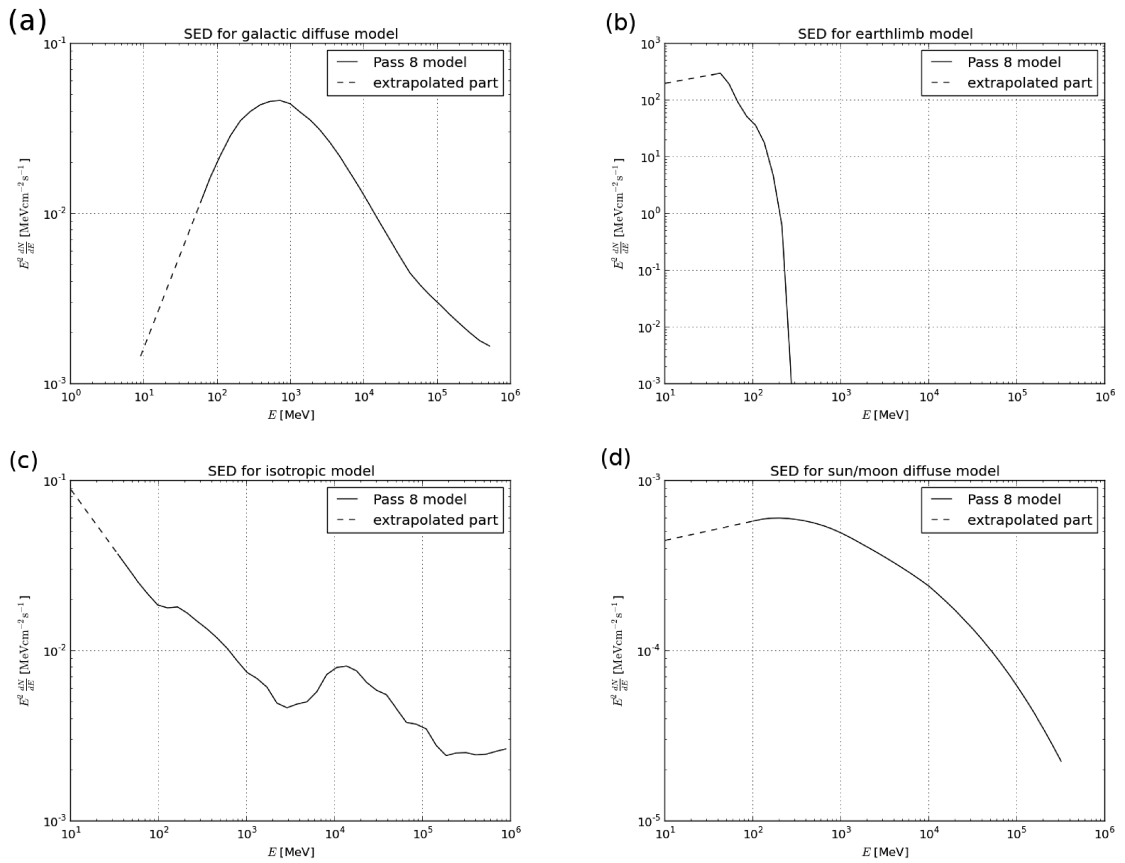


FIGURE 6.2 – SED des composantes du modèle diffus Pass 8 SOURCE (ligne pleine) : (a) modèle diffus galactique, (b) EGT, (c) EDI, (d) émission gamma Soleil/Lune, extrapolées linéairement à partir des deux bins de plus basse énergie disponible jusqu'à 10 MeV (ligne brisée).

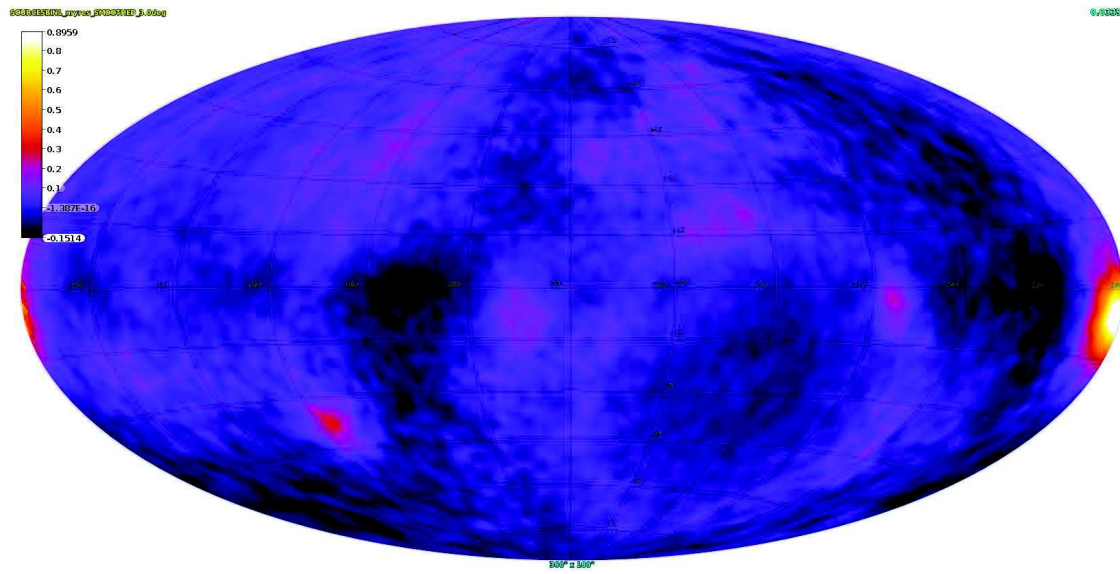


FIGURE 6.3 – Carte des résidus (en %) entre 10 et 30 MeV. On observe des résidus au niveau de l'émission gamma terrestre ce qui montre que la morphologie n'est pas correctement prise en compte.

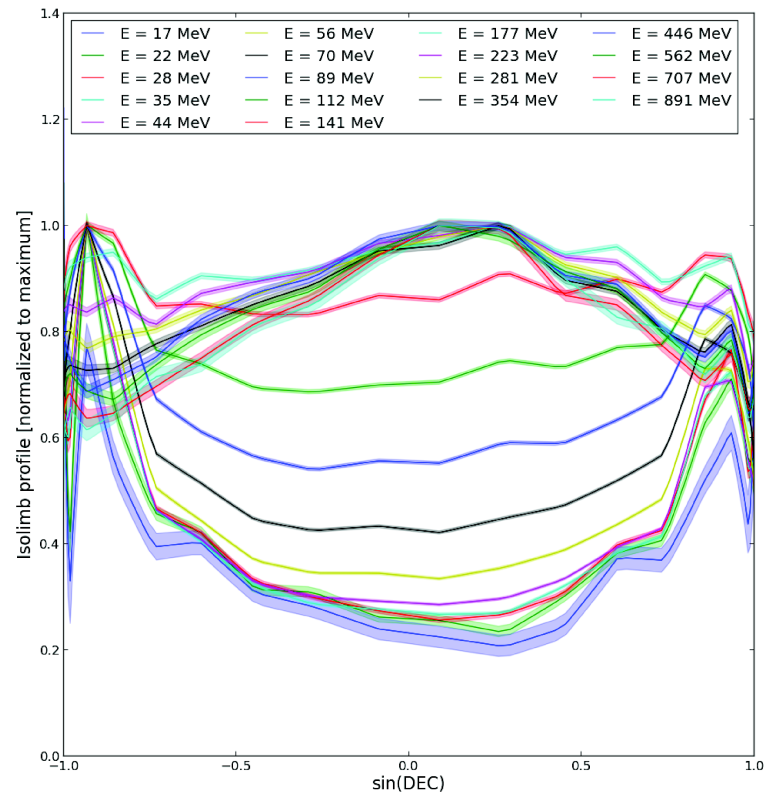


FIGURE 6.4 – Profil de déclinaison du modèle *EarthLimbModel* obtenu après ajustement sur les données Pass 8 SOURCE. Les courbes de basse énergie sont typiques de l'EGT, ce qui est attendu car c'est la source dominante à basse énergie. À plus haute énergie le profil est plus plat et montre l'émission anisotrope déjà observée par la collaboration.

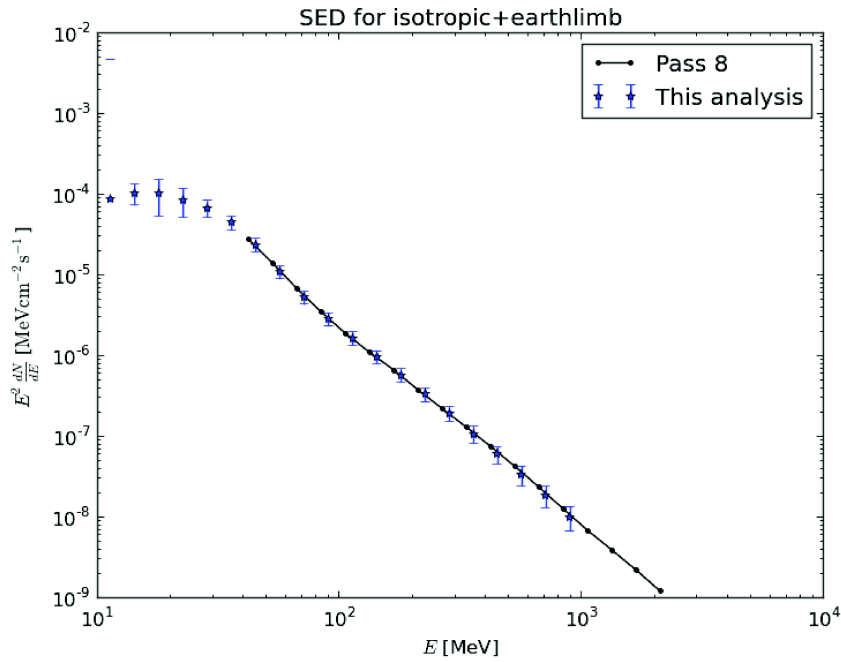


FIGURE 6.5 – Comparaison de la SED obtenue pour l’EGT+isotrope à partir de l’analyse SOURCE présentée ici (étoiles bleues) et la SED obtenue par la collaboration. Les deux courbes sont en bon accord.

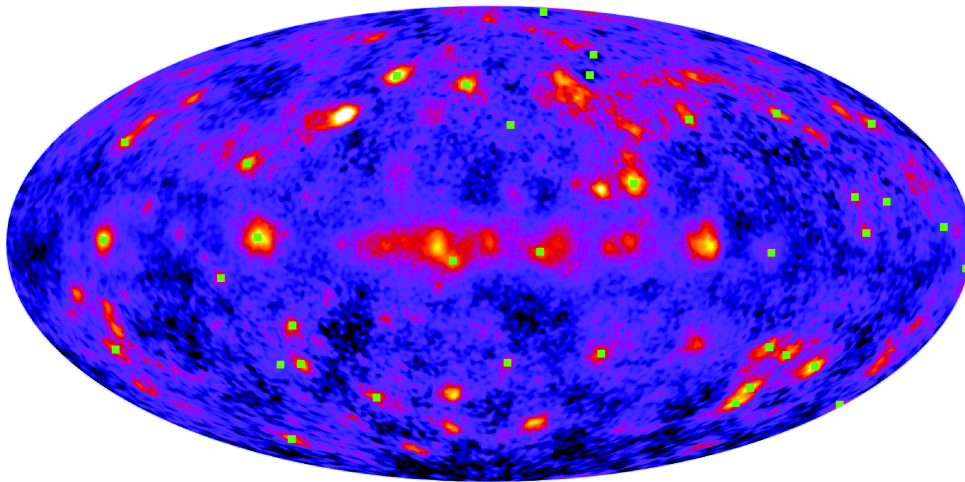


FIGURE 6.6 – Cartes des résidus à 100 MeV pour des données SOURCE, le modèle utilisé étant le modèle diffus SOURCE dérivé dans cette section et 8 sources ponctuelles (voir texte pour plus de détails). Les sources ajustées (les plus brillantes de la carte des résidus de l’itération précédente) permettent de faire ressortir les sources restantes. En procédant de cette manière on repère au final 39 sources (carrés verts) qui seront celles étudiées à la section 6.3.

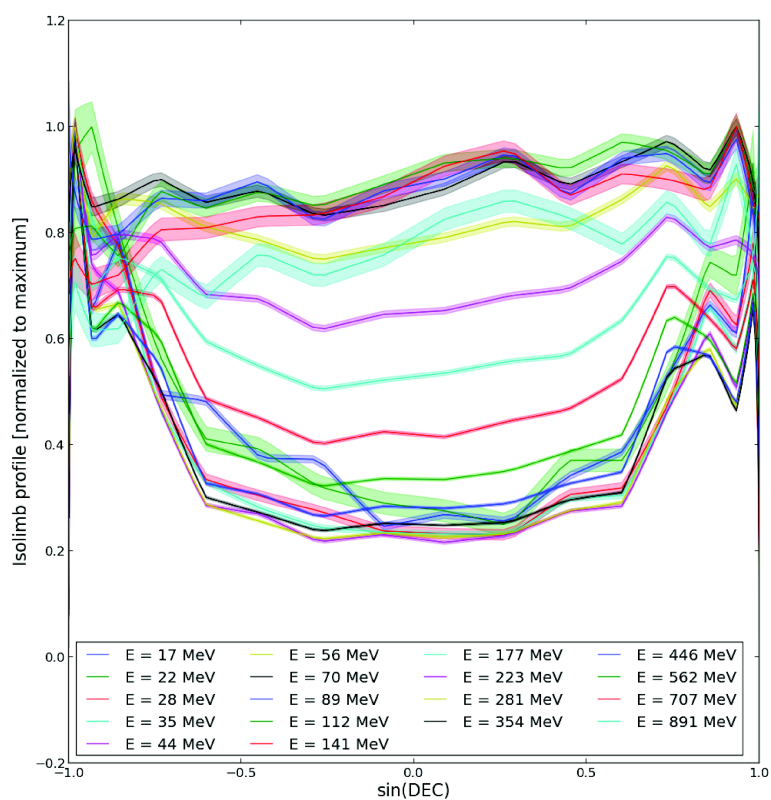


FIGURE 6.7 – Profil de déclinaison du modèle *EarthLimbModel* obtenue après ajustement sur les données Pass 8 ULTRACLEANVETO. Les courbes de basse énergie sont typiques de l'EGT. A plus haute énergie le profil est plus plat que dans le cas SOURCE (voir figure 6.4) et montre une réduction de l'émission anisotrope.

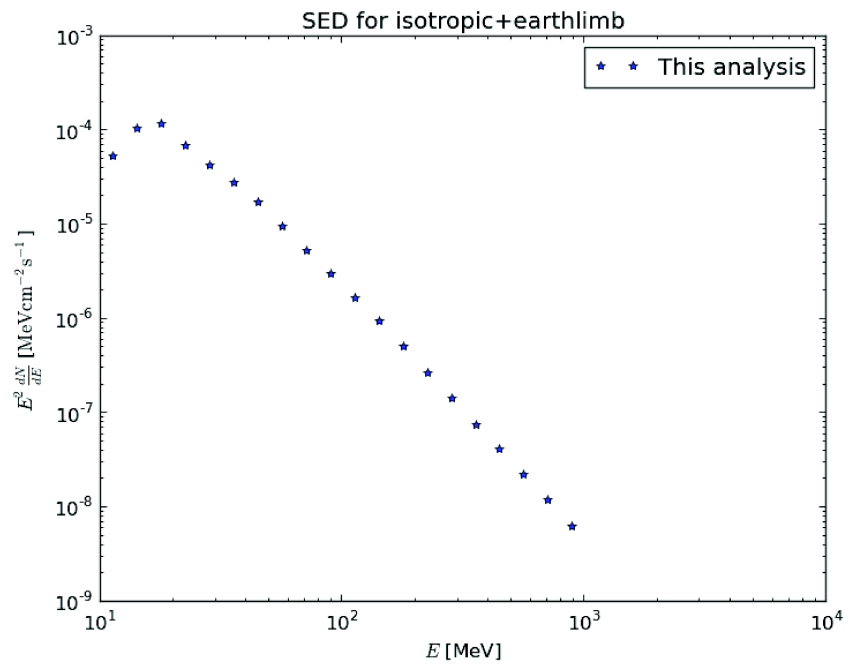


FIGURE 6.8 – SED pour le modèle d'émission isotrope et l'EGT, dans le cas ULTR-ACLEANVETO avec $z_{\text{max}}=105$.

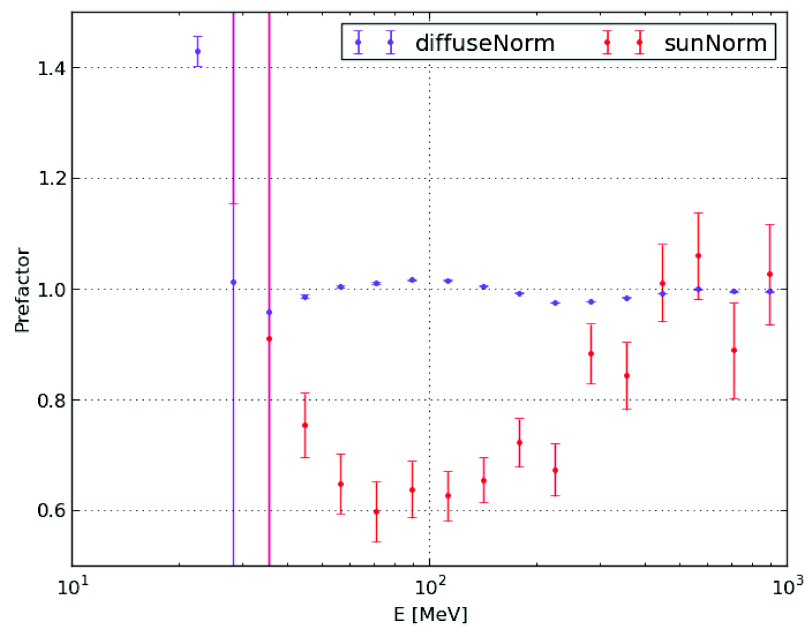


FIGURE 6.9 – Préfacteur en fonction de l'énergie, issu de l'ajustement des modèles SOURCE du modèle diffus galactique (violet) et du modèle Soleil/Lune (rouge) aux données ULTRACLEAN. On constate que le changement de classe à un impacte non nul sur ces modèles.

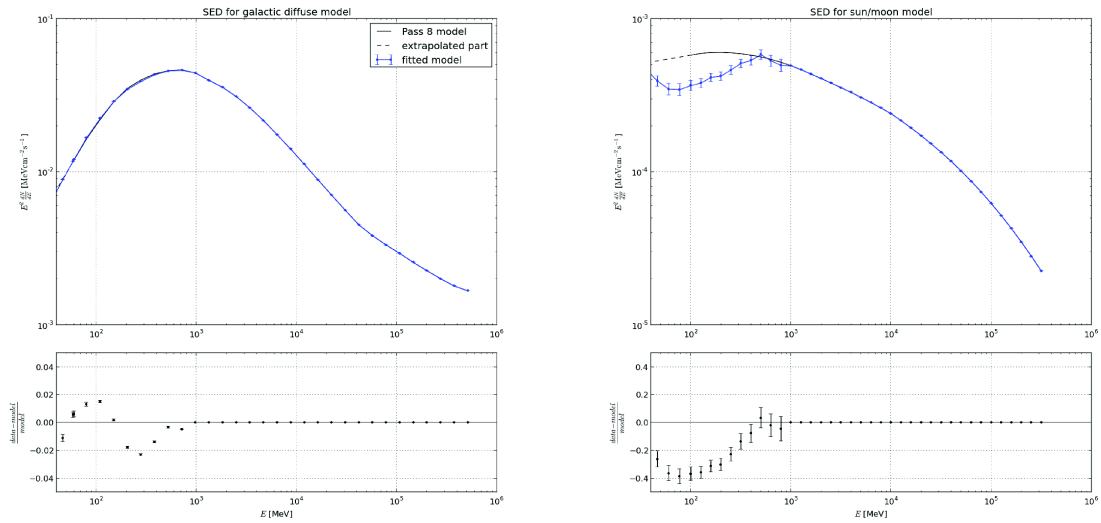


FIGURE 6.10 – SED du modèle diffus galactique (à gauche) et du modèle d'émission gamma (à droite). La ligne noire correspond au modèle Pass 8 utilisé en entrée de l'ajustement. Les modèles résultant du fit des données ULTRACLEANVETO en dessous de 1 GeV sont figurés en bleu.

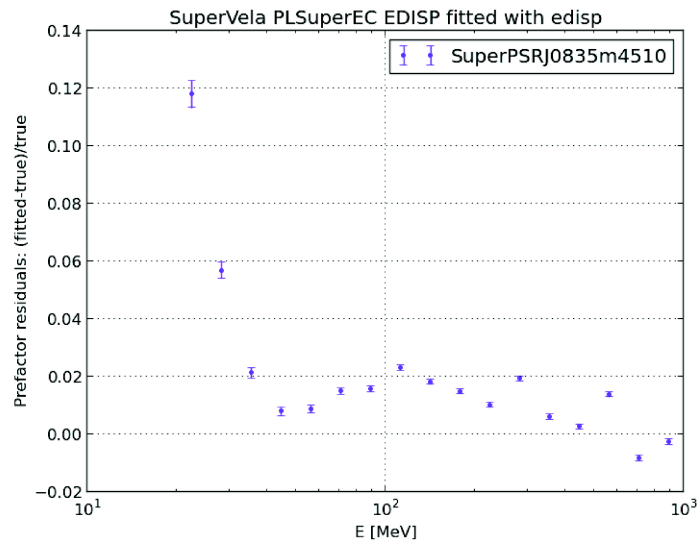


FIGURE 6.11 – Résidus du pré-facteur pour la simulation SuperVela, après ajustement bin à bin du pré-facteur d'une loi de puissance d'indice 2, prenant en compte la dispersion en énergie (voir section 5.4.2).

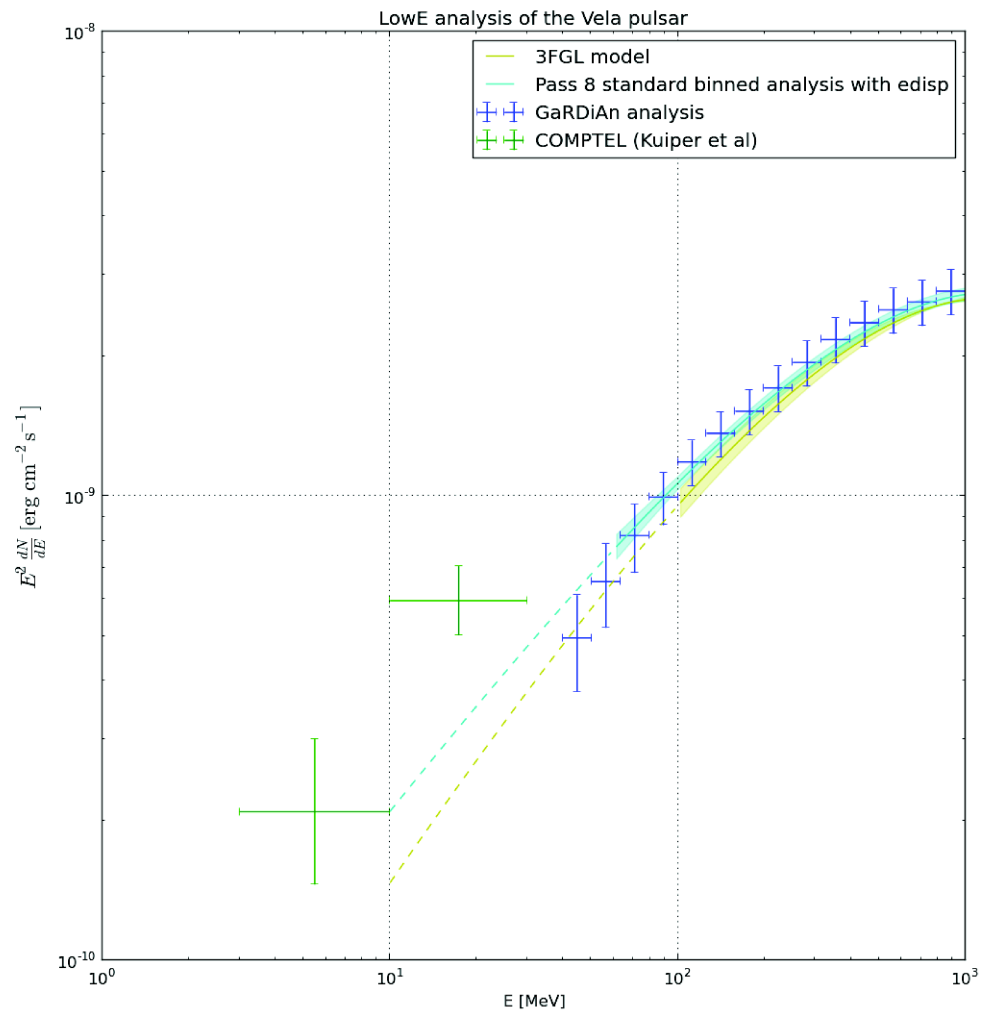


FIGURE 6.12 – SED du pulsar Vela, obtenue par plusieurs méthodes. La courbe jaune montre le résultats obtenus par le catalogue 3FGL, la courbe cyan montre le résultat obtenu par une analyse classique avec les Science Tools et les points bleus sont issus de l’analyse GaRDian (voir texte pour plus de détails). Les points COMPTEL [74] (points verts) sont aussi reportés.

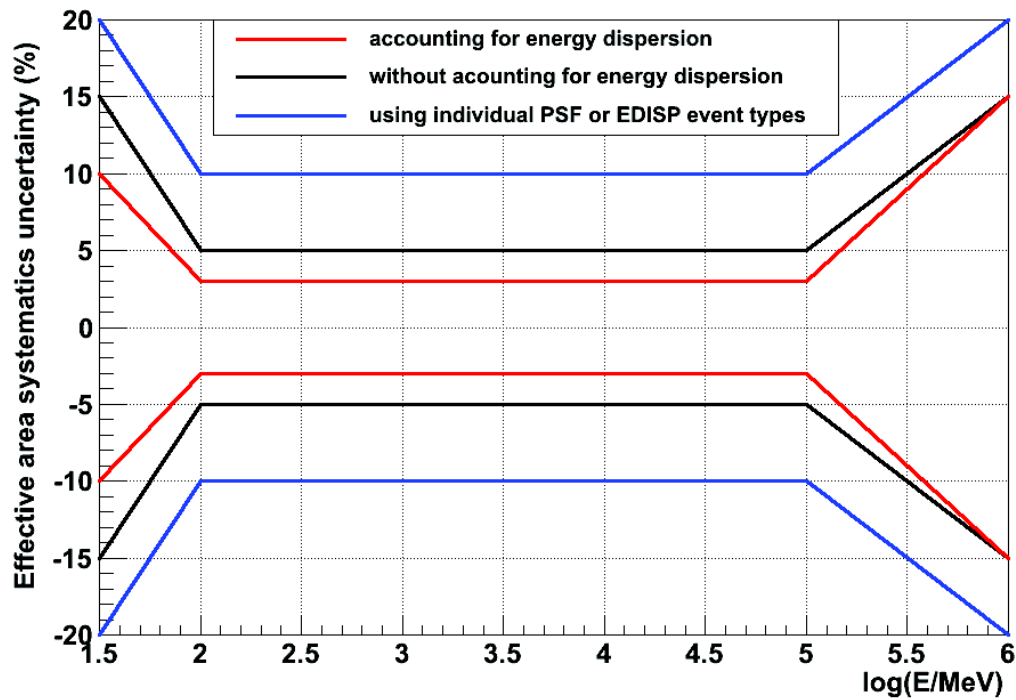


FIGURE 6.13 – Erreurs systématiques associées à l’analyse de données Pass 8, lorsque l’on prend en compte l’effet de la dispersion en énergie (rouge), sans prendre en compte la dispersion en énergie (noir), et en utilisant un seul type d’événement PSF ou EDISP (bleu). On remarque, qu’à 100 MeV, prendre en compte la dispersion en énergie réduit les systématiques de 2%. Ce gain augmente à mesure que l’énergie diminue.

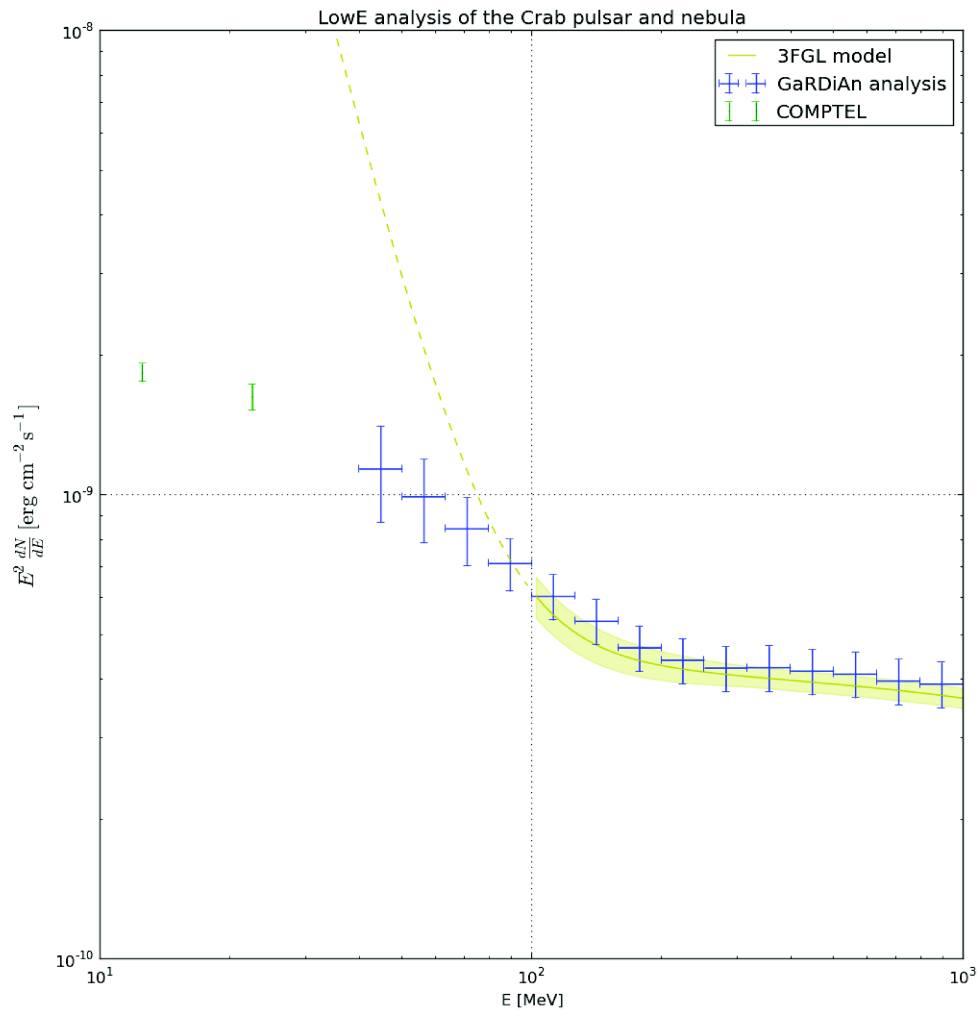


FIGURE 6.14 – SED de la région du Crabe (pulsar+nébuleuse), issue du catalogue 3FGL (en jaune), et de l'analyse GaRDian (en bleu). Les points COMPTEL [74] sont aussi reportés.

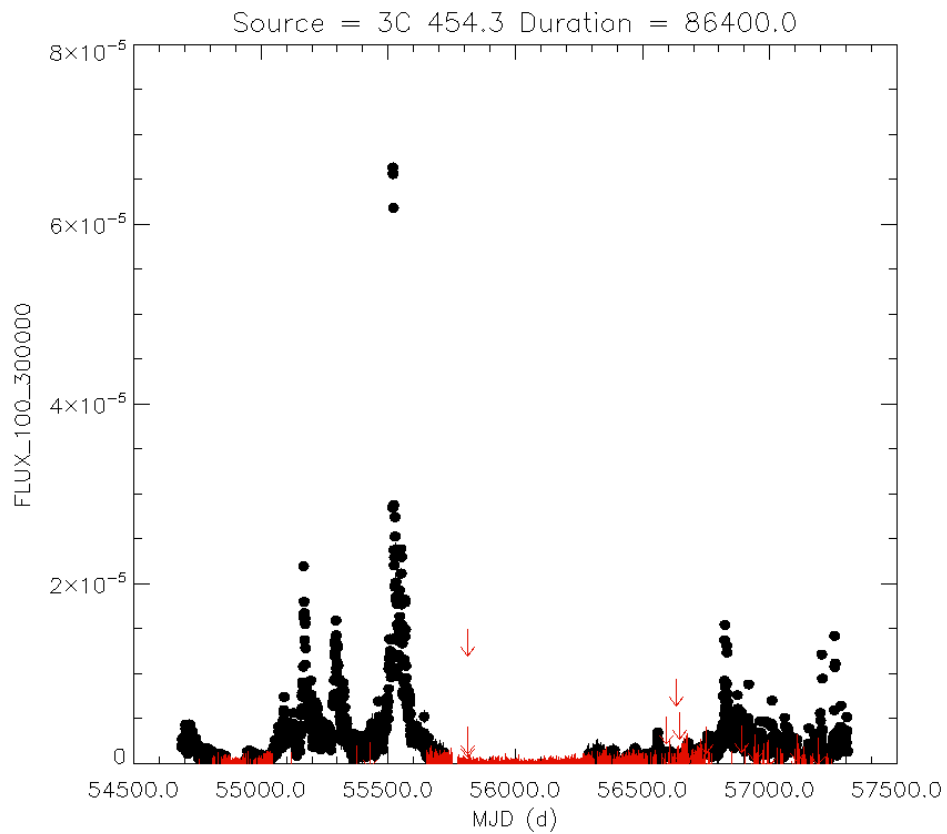


FIGURE 6.15 – Courbe de lumière du blazar 3C454.3 mesuré par le LAT. Chaque bin représente 1 jour de données. On remarque une baisse significative d'activité entre 2012(MJD~56000) et 2014(MJD~56700). *Source* : [http : //fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/mslc/](http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/mslc/)

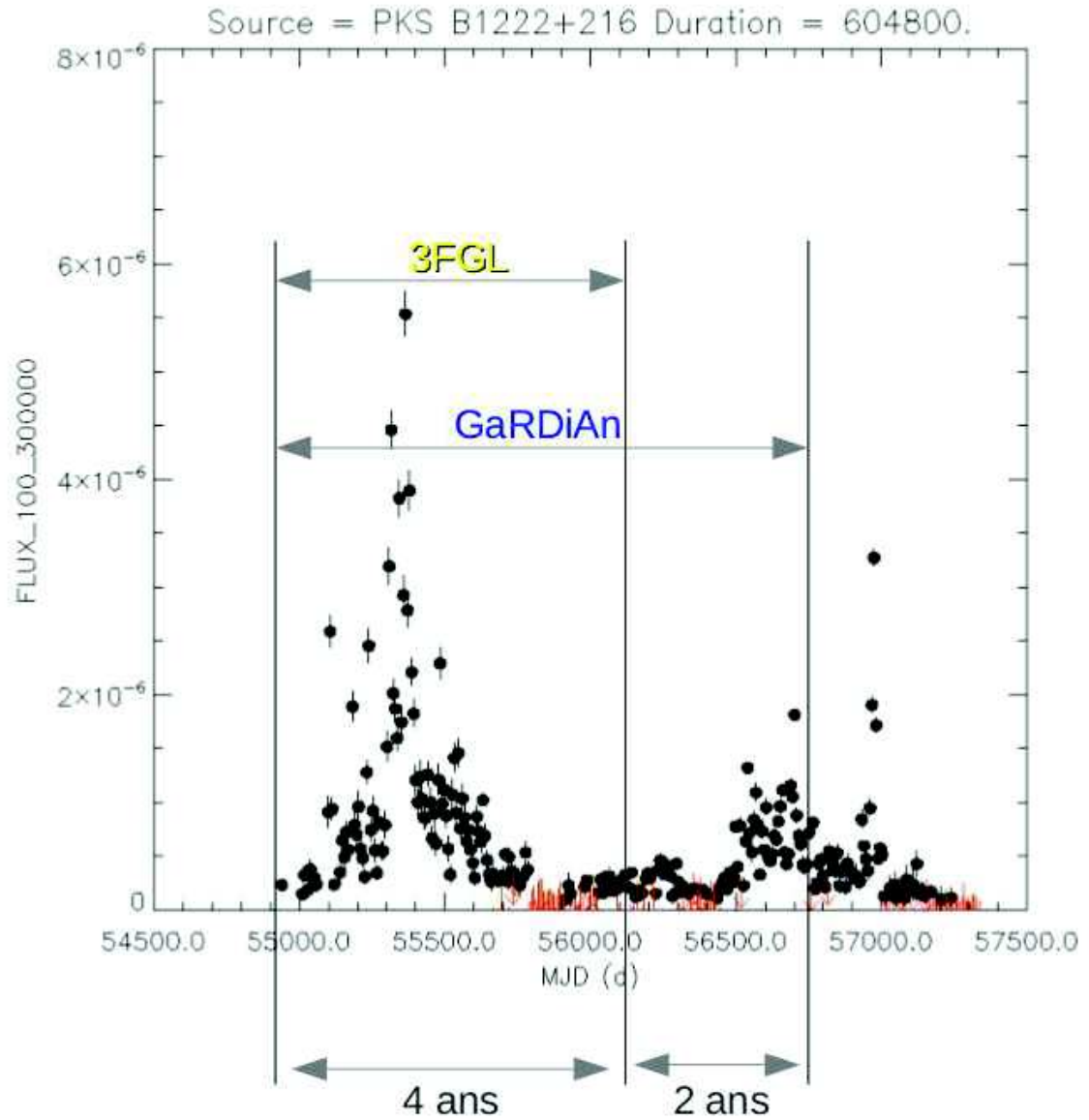


FIGURE 6.16 – Courbe de lumière du quasar 4C 21.35. On distingue une variation d'activité entre la période couverte par le catalogue 3FGL et celle couverte par l'analyse GaRDian, qui ne se traduit pas par un décalage du spectre.

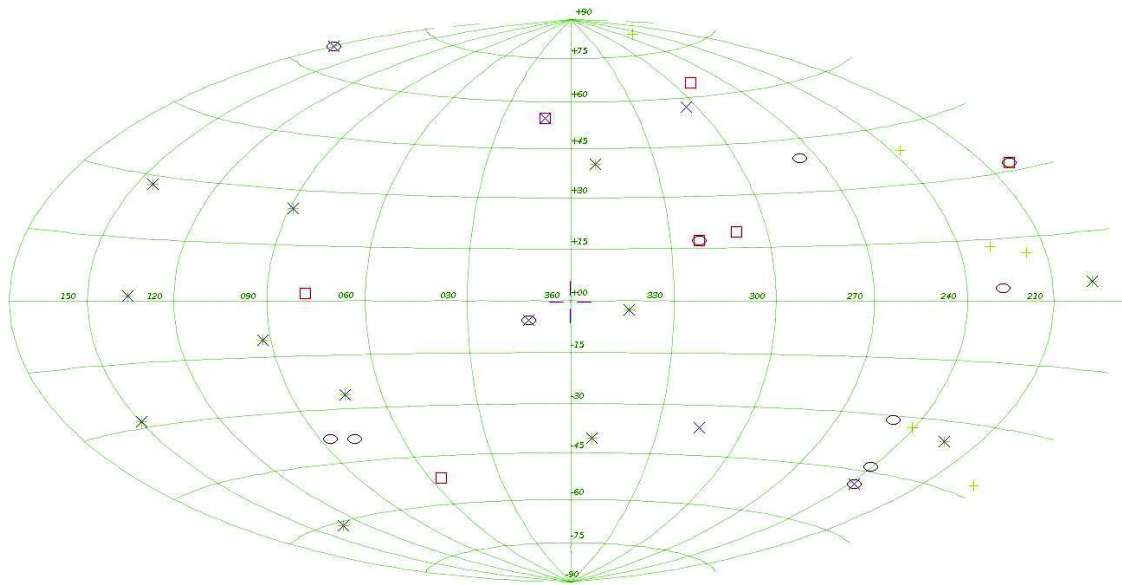


FIGURE 6.17 – Position et comportement de l’ajustement GaRDian pour chacune des sources ponctuelles libres (hormis Vela et le Crabe) du modèle. Croix verte : ajustement compatible au catalogue 3FGL au-dessus de 100 MeV, croix bleues : sources dont le spectre ne suit pas celui du catalogue 3FGL en dessous de 100 MeV, ovale noire : source dont le spectre est décalé par rapport à celui du catalogue 3FGL, carrés rouges : sources dont le spectre est très différent de celui du catalogue 3FGL.

6.3.4 Stabilité des résultats

L'analyse avec GaRDiAn de sources ponctuelles présentée ci-dessus est la première jamais réalisée. L'étude de la basse énergie dans le LAT est également un domaine récent, il est donc essentiel de tester l'effet sur les résultats de la méthode utilisée pour les obtenir. Dans les sections suivantes deux tests sont présentés. Le premier test s'intéresse à l'effet d'un changement de taille des bins en énergies utilisés sur les SED des sources ponctuelles. Le second test s'intéresse à l'effet de l'indice fixe utilisé dans la loi puissance qui décrit les sources ponctuelles.

Effet de la taille des bins en énergie.

L'analyse présentée précédemment est une analyse bin à bin, c'est-à-dire, une analyse pour laquelle les ajustements sont totalement indépendants d'un bin en énergie à l'autre. Dans chaque bin on ajuste le modèle diffus et les sources ponctuelles simultanément. Chaque source ponctuelle ajustée est décrite comme une loi de puissance d'indice spectral fixé à -2 . Seul un préfacteur de cette loi de puissance est ajusté pour chaque source.

Le spectre global de ces sources n'est pas, dans la plupart des cas, une loi de puissance. L'analyse bin à bin proposé ici consiste à l'approximer par une série de lois de puissance. Pour que cela soit valide il faut que les bins en énergie sur lesquels on définit ces lois de puissance soient suffisamment fins.

On se propose donc ici de doubler la taille des bins en énergies (5 bins par décades contre 10 précédemment) et d'en étudier l'impact sur les SED. La figure 6.18 montre le résultat obtenu pour l'AGN 4C 21.35.

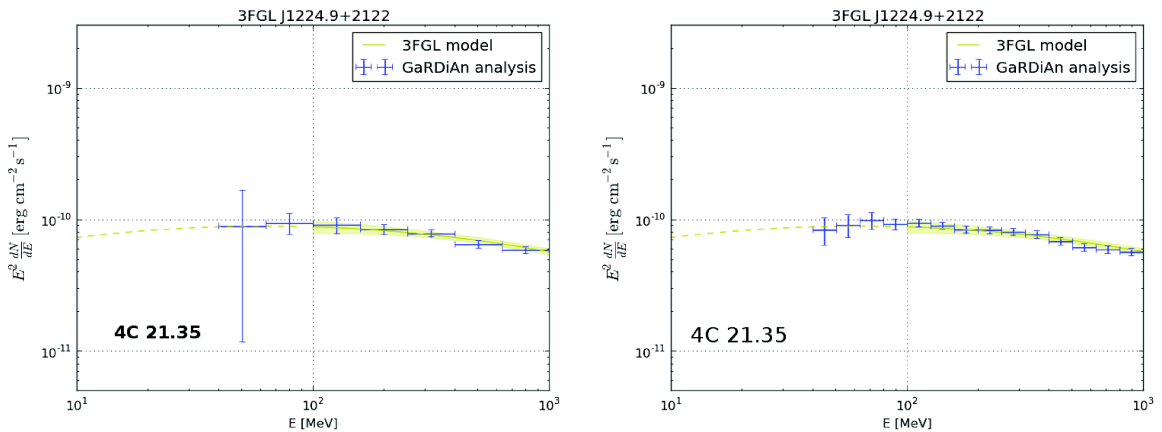


FIGURE 6.18 – SED de l'AGN 4C 21.35 obtenue en ne considérant que 5 bins en énergies par décades (à gauche). Lorsque l'on compare celle-ci à la SED obtenue avec 10 bins par décades (à droite) on constate que les résultats sont compatibles.

Pour cette source, comme pour les autres, on constate que le spectre à 5 bins

par décades est compatible avec celui obtenu avec 10 bins par décades, lui-même compatible avec le 3FGL. L'influence de la taille des bins en énergie sur les résultats de l'analyse est donc, dans ce cas, minime.

Effet de l'indice spectral.

La méthode utilisée pour ajuster les sources ponctuelles repose, comme on l'a déjà vu, sur l'utilisation de loi de puissance d'indice spectral fixé à -2. C'est ainsi que le spectre est défini dans chaque bin en énergie. Les ajustements étant indépendants d'un bin à l'autre, GaRDiAn n'a aucune idée de comment se comporte le spectre dans les bins adjacents, ce qui est potentiellement problématique pour la prise en compte de la dispersion en énergie. En effet GaRDiAn extrapole le spectre existant dans le bin étudié dans les 4 bins inférieurs et les 4 bins supérieurs. Dans notre cas c'est donc la loi de puissance qui est extrapolée dans les bins adjacents. Si l'approximation d'un spectre en loi de puissance est correcte à l'intérieur d'un bin, cette même loi de puissance n'est a priori pas valide dans les bins adjacents. On peut donc supposer que les corrections en énergie induisent, à cause de la méthode d'analyse utilisée, une source d'erreurs. Une façon d'essayer d'estimer cette erreur est de changer l'indice utilisé. On se propose ici d'utiliser un indice spectral de -1 et d'observer l'influence de ce changement sur les SED des sources ponctuelles ajustées.

La figure 6.19 montre une comparaison, dans le cas du pulsar Geminga, entre un indice spectral fixé à -2 (à gauche) et un indice spectral de -1 (à droite). Les différences observées sont les plus marquantes à basse énergie, comme on pouvait s'y attendre car c'est là que la dispersion en énergie est la plus importante.

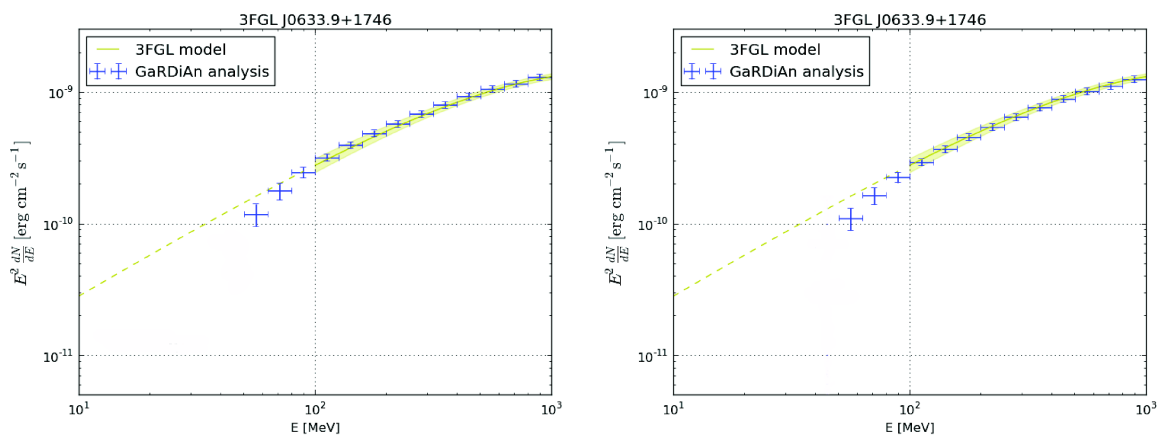


FIGURE 6.19 – SED du pulsar Geminga obtenue à l'issue de l'analyse GaRDiAn (points bleus), à gauche en modélisant la source par une série de lois de puissance d'indice fixe à -2 et à droite avec un indice fixe à -1.

On cherche à présent à quantifier la valeur typique de cette différence dans les SED en fonction de la valeur de l'indice utilisée sur l'ensemble des sources ajustées.

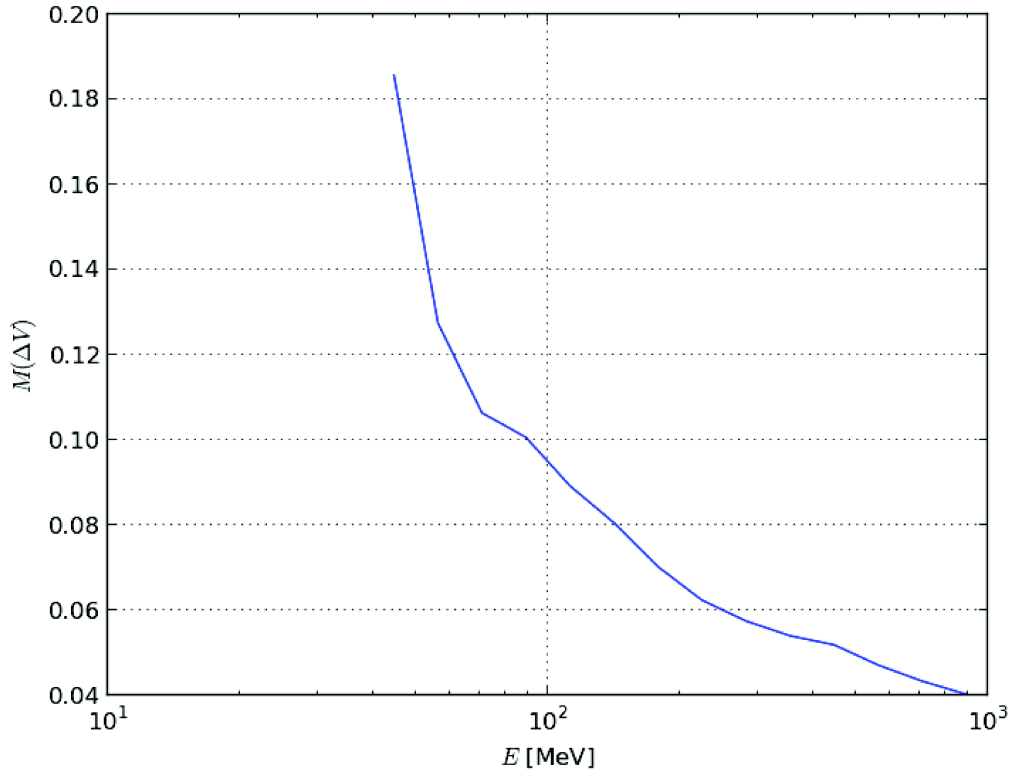


FIGURE 6.20 – Variation de la médiane de l'écart relatif entre les SED obtenue en utilisant un indice spectral de -1 et -2 en fonction de l'énergie (voir texte pour plus de détails).

Pour la calculer, on procède de la manière suivante :

Dans un bin en énergie de l'analyse donné, on mesure pour chaque source la valeur du $E^2 \frac{dN}{dE}$ dans le cas où l'indice vaut -2 (V_2) et dans le cas où l'indice vaut -1 (V_1). À partir de cela on calcule pour chacune de nos 39 sources :

$$\Delta V = \frac{|V_2 - V_1|}{V_2} \quad (6.11)$$

On calcule ensuite la médiane de ces variables ($M(\Delta V)$). La figure 6.20 montre la variation de $M(\Delta V)$ en fonction de l'énergie.

On constate sur la figure 6.20 que le choix de l'indice introduit une erreur systématique de $\sim 18\%$ à 40 MeV, qui tombe sous les 10% au-dessus de 100 MeV. Afin de limiter cet effet on peut imaginer de construire une méthode itérative dans laquelle on ferait varier l'indice de la loi de puissance de manière à ce que celle-ci décrive au mieux le spectre de la source dans le bin.

Conclusion

Les études théoriques menées dans la deuxième moitié du XX^{ème} siècle ont conduit à penser que les processus d'émission gamma découverts dans la première moitié du XX^{ème} siècle pouvaient être à l'œuvre dans l'espace pour donner naissance à un ciel gamma. Dans la décennie qui suivit les premiers instruments furent construits afin de mesurer une émission gamma d'origine astrophysique. Au fil des ans et de l'amélioration des instruments, le ciel gamma a prouvé qu'il était riche d'objets d'origine aussi bien galactique qu'extragalactique. Dernier né des satellites d'observation dans le domaine gamma, le satellite *Fermi* via son instrument LAT, a fourni après 7 ans en orbite une moisson de données qui a permis de nombreuses découvertes. Le dernier catalogue publié par la collaboration LAT, le 3FGL utilisant 4 ans de données Pass 7 rep SOURCE entre 100 MeV et 300 GeV, recense en effet 3034 sources. C'est le catalogue le plus complet à ce jour. Les objets les plus communs dans le ciel gamma tels que reportés par le 3FGL sont des galaxies actives. Les sources galactiques les plus abondantes sont quant à elle les pulsars. Le LAT n'a toutefois pas encore atteint le maximum de ses capacités et de nombreuses découvertes sont encore possibles en accumulant plus d'observations, mais aussi grâce à l'arrivée en 2015 d'un nouveau jeu de données (Pass 8). Les données Pass 8 reposent sur de nombreuses améliorations techniques rendues possible par une meilleure compréhension de l'instrument. Une profonde refonte des algorithmes de reconstruction de chaque sous-système du LAT a permis de retrouver des photons qui avaient auparavant été rejetés, induisant ainsi une augmentation conséquente de la surface effective du détecteur. De nouveaux types d'événements ont aussi été créés pour Pass 8 afin de pouvoir créer des sous-ensembles de données ayant des caractéristiques particulières, comme une meilleure résolution angulaire ou encore une meilleure résolution en énergie. Pass 8 ouvre aussi de nouvelles possibilités, particulièrement à basse énergie où l'augmentation de la surface effective est la plus conséquente. Toutefois, même avec Pass 8, l'analyse de données basse énergie ($E < 100$ MeV) avec le LAT reste ardue en raison de la faible résolution angulaire et en énergie dans ce domaine. Ce travail de thèse

a donc consisté dans un premier temps à identifier les besoins nécessaires en vue de l'analyse basse énergie en observant le comportement du LAT dans ce domaine via l'analyse de simulations Monte Carlo de l'instrument. En particulier afin d'évaluer la qualité de la reconstruction pour des événements interagissant avec le LAT via le processus de diffusion Compton, processus plus présent à basse énergie et pour lequel les algorithmes n'ont pas été spécifiquement prévus. Cette étude a néanmoins permis de conclure que la qualité de la reconstruction pour des événements Compton était comparable à celle observée pour une conversion de paire à basse énergie. La qualité de la reconstruction angulaire étant moindre à basse énergie à cause des diffusions successives dans le trajectographe, il est important de bien connaître la PSF du LAT afin que sa prise en compte dans l'analyse soit correcte. Il en va de même pour la reconstruction en énergie, qui est rendue plus difficile en dessous de 100 MeV car la plupart des photons n'atteignent pas le calorimètre. Dans un second temps nous nous sommes donc intéressés aux fonctions de réponse du LAT. Nous avons suggéré une méthode d'évaluation de la PSF à partir des données via une méthode ON-OFF non binnée. Nous avons également changé la manière dont l'écart angulaire entre la direction vraie et la direction reconstruite d'un photon était calculé. Dans le cas de la dispersion en énergie il est apparu que la fonction utilisée pour paramétrer cette grandeur était inadéquate à basse et haute énergies, nous avons donc proposé une nouvelle paramétrisation de la dispersion en énergie ayant l'avantage d'être continue et à dérivé continue, ce qui n'était pas le cas de l'ancienne fonction et qui pouvait se révéler problématique lors d'un ajustement. La nouvelle paramétrisation de la dispersion en énergie repose sur 9 paramètres qui rendent l'ajustement complexe et instable si les paramètres initiaux ainsi que leurs intervalles de variation sont mal choisis. Une fois ceux-ci correctement déterminés, l'ajustement se comporte correctement et permet de décrire de manière beaucoup plus fidèle la dispersion en énergie du LAT, les χ^2/NDF étant améliorés parfois d'un facteur 10. Cette connaissance plus fine de la réponse instrumentale, permet d'envisager l'analyse de données du LAT à des énergies inférieures à 100 MeV. Il faut toutefois utiliser des outils ainsi que des modèles spécifiques. La dernière étape de ce travail de thèse a constitué à construire un modèle du ciel gamma jusqu'à 10 MeV en extrapolant les modèles à plus haute énergie mis à disposition par la collaboration *Fermi-LAT*. Ces modèles, ainsi que 39 sources brillantes à basse énergie repérées sur les cartes de coups ont ensuite été ajustées simultanément via l'outil *GarDiAn*. *GarDiAn* permet grâce à un paradigme *HEALPix* d'ajuster des modèles sur le ciel entier, chose que ne permettent pas les outils d'analyse classique développés par la collaboration (les *Science-Tools*). Cette faculté d'ajuster le ciel dans son intégralité est d'autant plus importante à basse énergie en raison de l'importante PSF qui favorise la confusion de source. Après avoir procédé ainsi nous avons vérifié la cohérence de notre modèle diffus et nous nous sommes concentrés sur les deux sources les plus brillantes à basse énergie : le pulsar Vela et le pulsar ainsi que la nébuleuse du Crabe. Les SED de ces sources ont été présentées jusqu'à 40 MeV et comparées aux données *COMPTEL*. Cette limite basse à 40 MeV vient du fait que des études ON-OFF

réalisées par la collaboration n'ont pas permis de valider la section efficace du LAT en dessous de ce seuil. En effet si celle-ci n'est pas correctement prise en compte par les simulations à basse énergie, cela conduit à une mauvaise estimation du flux émis par la source et fausse la SED. La résolution de ce problème est donc cruciale pour l'étude des données du LAT en dessous de 40 MeV. Cela est d'autant plus important que *Fermi* est aujourd'hui le seul satellite à collecter des données dans cette gamme d'énergie. Il existe toutefois un intérêt grandissant pour l'étude du ciel dans le domaine du MeV comme le montrent les nombreux projets aujourd'hui à l'étude pour aller sonder ce régime.

L'interface HEALPix/gtbin

Ce travail technique réalisé en début de thèse a consisté à incorporer une option HEALPix dans `gtbin`, permettant ainsi de générer des cartes et des cubes de coups dans ce format. Cette carte HEALPix est stockée sous la forme d'un fichier au format FITS que l'on pourra ensuite visualiser avec un logiciel, comme Aladin¹, capable de gérer les cartes HEALPix.

Un objet HEALPix est défini, comme on l'a vu précédemment par son ordre et son schéma d'organisation de pixels (RING/NESTED). Il faut donc que l'utilisateur fournisse ces informations. Lorsque l'utilisateur lance `gtbin`, la fonction `run()` contenue dans `gtbin.cxx` vérifie que l'application demandée existe et si c'est le cas, renvoie vers la classe concernée. L'implémentation commence donc par la création d'une option `Healpix` dans `run()` et d'une classe `HealpixMapApp` (elle aussi à l'intérieur de `gtbin.cxx`) sur le modèle de celle qui gère les cartes de coups (`CountMapApp`).

Cette application commence par appeler la fonction `healpixParPrompt`. Définie dans `BinConfig.cxx`, c'est la fonction qui demande à l'utilisateur et récupère les paramètres nécessaires à l'application puis les écrit dans un fichier de paramètres : `gtbin.par`. C'est d'abord grâce à `gtbin.par` que le programme sait quels sont les types, les valeurs par défaut et les valeurs limites des paramètres demandés. Si l'utilisateur le souhaite, il peut demander l'ajout d'un binning en énergie (i.e. création d'un cube de coups HEALPix au lieu d'une carte de coups HEALPix). S'il répond oui, les paramètres nécessaires à cette action lui seront alors demandés. Une fois tous les paramètres pris en compte, le code fait appel au constructeur de la classe `HealpixMap` qui va créer le fichier de sortie.

On crée la classe `HealpixMap` sur le modèle de la classe `CountMap`. La fonction `binInput` va se charger de récupérer les informations utiles dans le fichier d'évène-

1. <http://aladin.u-strasbg.fr/>

ment. Il s'agit des coordonnées d'arrivée reconstruites de chaque photon en (ra, dec) ou (l,b) ainsi que leur énergie. Ces données sont ensuite binées en énergie via un biner linéaire standard puis spatialement par le *HealpixBinner*, créé pour biner des données sur une sphère. Le *HealpixBinner* commence par créer un objet de type *Healpix_Base* ayant l'ordre et le mode d'organisation de pixels choisi par l'utilisateur. Puis, pour chaque couple de coordonnées (coord1, coord2) il crée un objet de type *astro : :SkyDir* que l'on peut s'imaginer comme étant un vecteur dont l'origine est le centre de la sphère HEALPix et dont l'extrémité intersecte la sphère aux coordonnées (coord1,coord2). Ces coordonnées sont ensuite traduites en coordonnées sphériques (thêta, phi) et d'après la position sur la sphère on détermine le bin HEALPix à incrémenter. Le nombre de bin étant le nombre de healpixels, il est entièrement déterminé par l'ordre de l'objet *Healpix_Base*. Enfin la fonction *writeOutput* qui se trouve dans *HealpixMap.cxx* va se charger de créer le fichier de sortie. Ce fichier est au format FITS, il est présenté en figure A.1

Index	Extension	Type	Dimension	View
<input type="checkbox"/> 0	Primary	Image	0	Header Image Table
<input type="checkbox"/> 1	SKYMAPS	Binary	1 cols X 196608 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 2	EBOUNDS	Binary	3 cols X 0 rows	Header Hist Plot All Select
<input type="checkbox"/> 3	GTI	Binary	2 cols X 20023 rows	Header Hist Plot All Select

FIGURE A.1 – Fichier FITS contenant une carte du ciel d'ordre 7, générée via l'option HEALPix de l'outil gtbin.

Plusieurs HDU (Header Data Units), nommée PRIMARY, SKYMAPS, EBOUNDS et GTI, contiennent chacune un tableau. Ces tableaux renferment les informations utiles à la création de la représentation HEALPix ainsi que d'autres informations comme les GTI. Le fichier FITS contient dans la HDU SKYMAP, un tableau dont les colonnes sont les bins en énergies et les lignes les healpixel. La valeur inscrite dans ce tableau correspond au nombre de coups enregistrés dans un healpixel pour le bin en énergie considéré. Voici un exemple d'utilisation de l'application Healpix de gtbin.

Démonstration de l'utilisation de l'option HEALPix dans gtbin

```

1 thibautd@jarrett:~/Desktop/STDEV$ gtbin
2 This is gtbin version ScienceTools-09-26-02
3 Type of output file (CCUBE|CMAP|LC|PHA1|PHA2|HEALPIX) [HEALPIX]
4 Event data file name[skim_10GeV_50GeV.fits]
5 Output file name[hpmap_ordre7.fits]
6 Spacecraft data file name[../../MYWORK/data/cohen-AstroServer
  -00004-ft2-30s.fits]

```

```

7 Ordering Scheme (RING|NESTED) [] RING
8 Order of the map (int between 0 and 13) [] 7
9 Coordinate system (CEL - celestial, GAL - galactic) (CEL|GAL) [GAL]
10 Do you want Energy binning ? [] no
11 thibautd@jarrett:~/Desktop/STDEV$

```

On remarquera que la réponse "no" à la question "Do you want energy binning?" signifie que l'on souhaite réaliser une seule carte HEALPix et non plusieurs cartes à différentes énergies (HEALPix cube). Le résultat vu dans Aladin est présenté en figure A.2

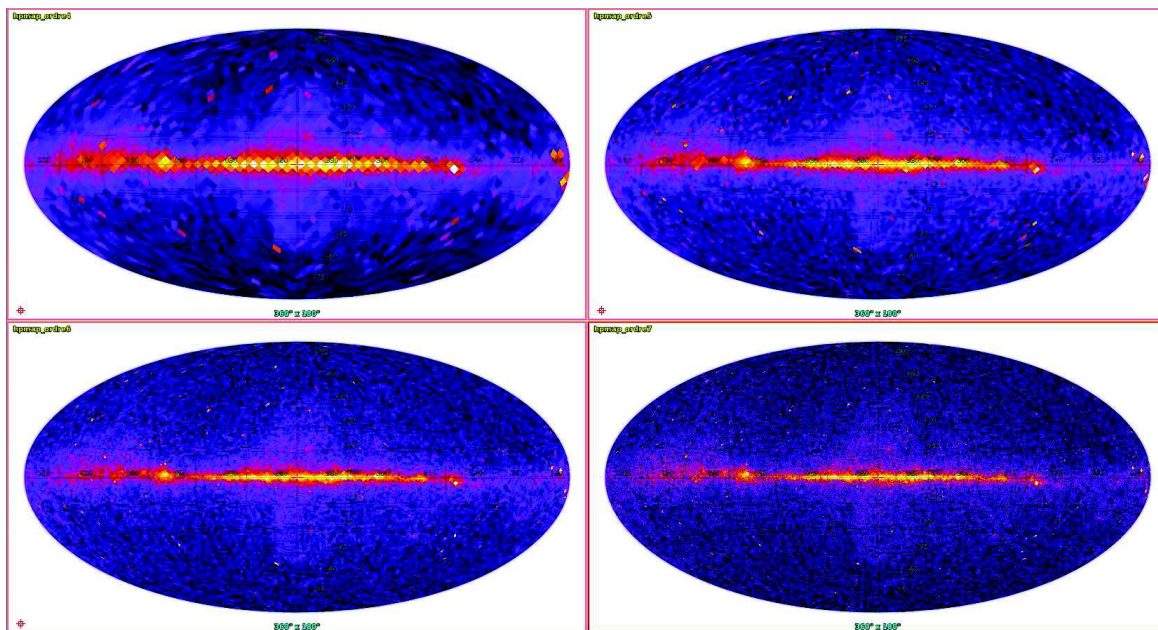
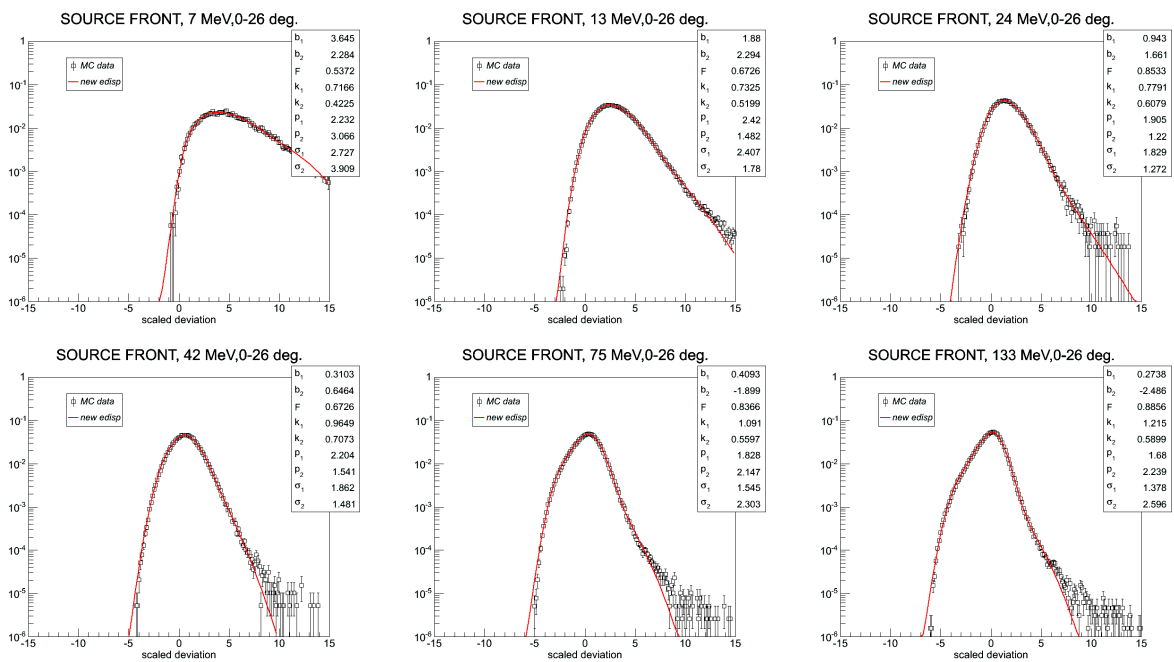


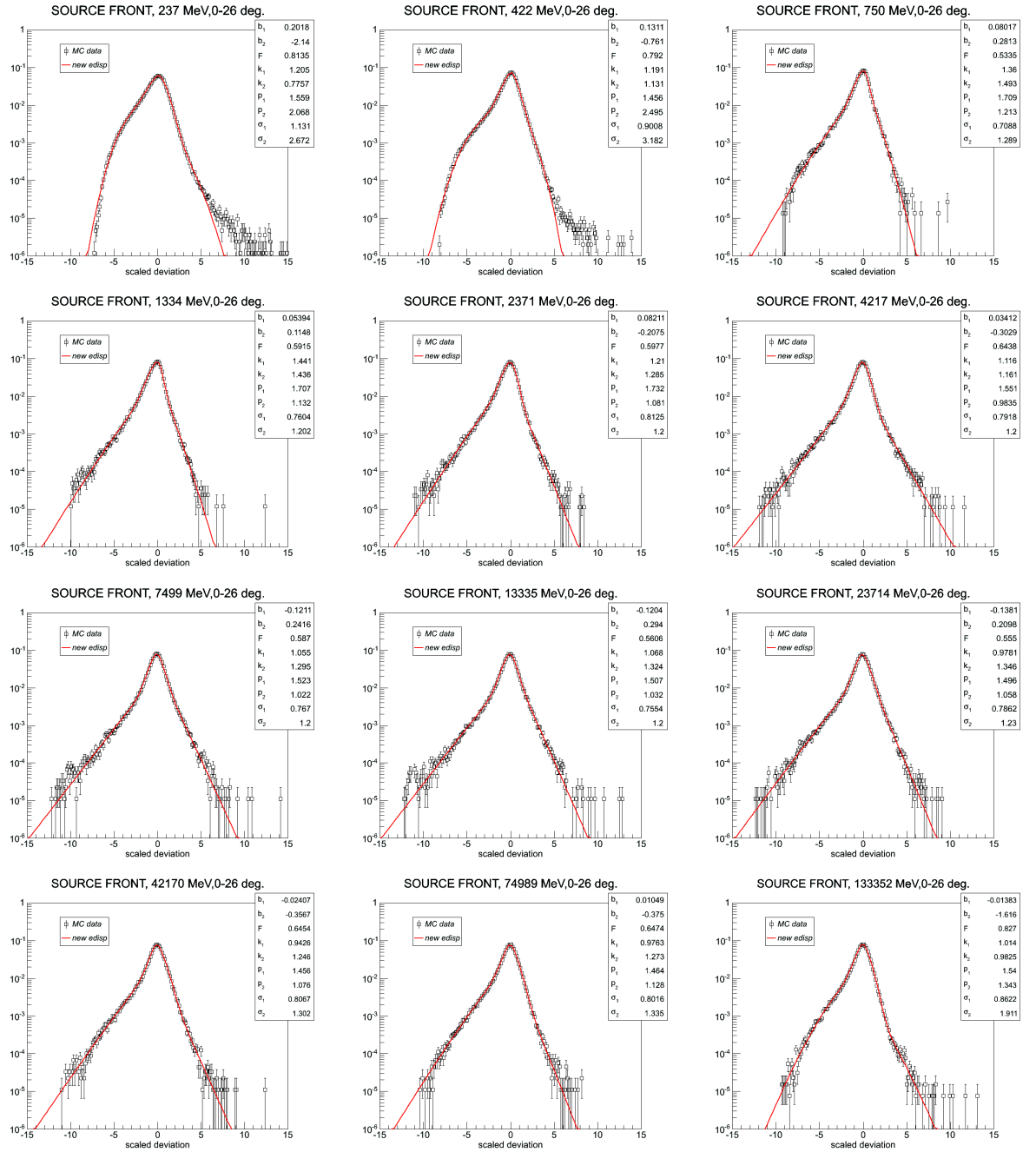
FIGURE A.2 – Cartes du ciel vues par le LAT entre 10 et 50 GeV en utilisant Pass 7 SOURCE et la coupure $z_{\max}=100$. De gauche à droite et de haut en bas : à l'ordre 4,5,6 et 7. La taille typique d'un pixel d'ordre 4, 5, 6,7 est respectivement 3.7, 1.8, 0.9, 0.5 degrés

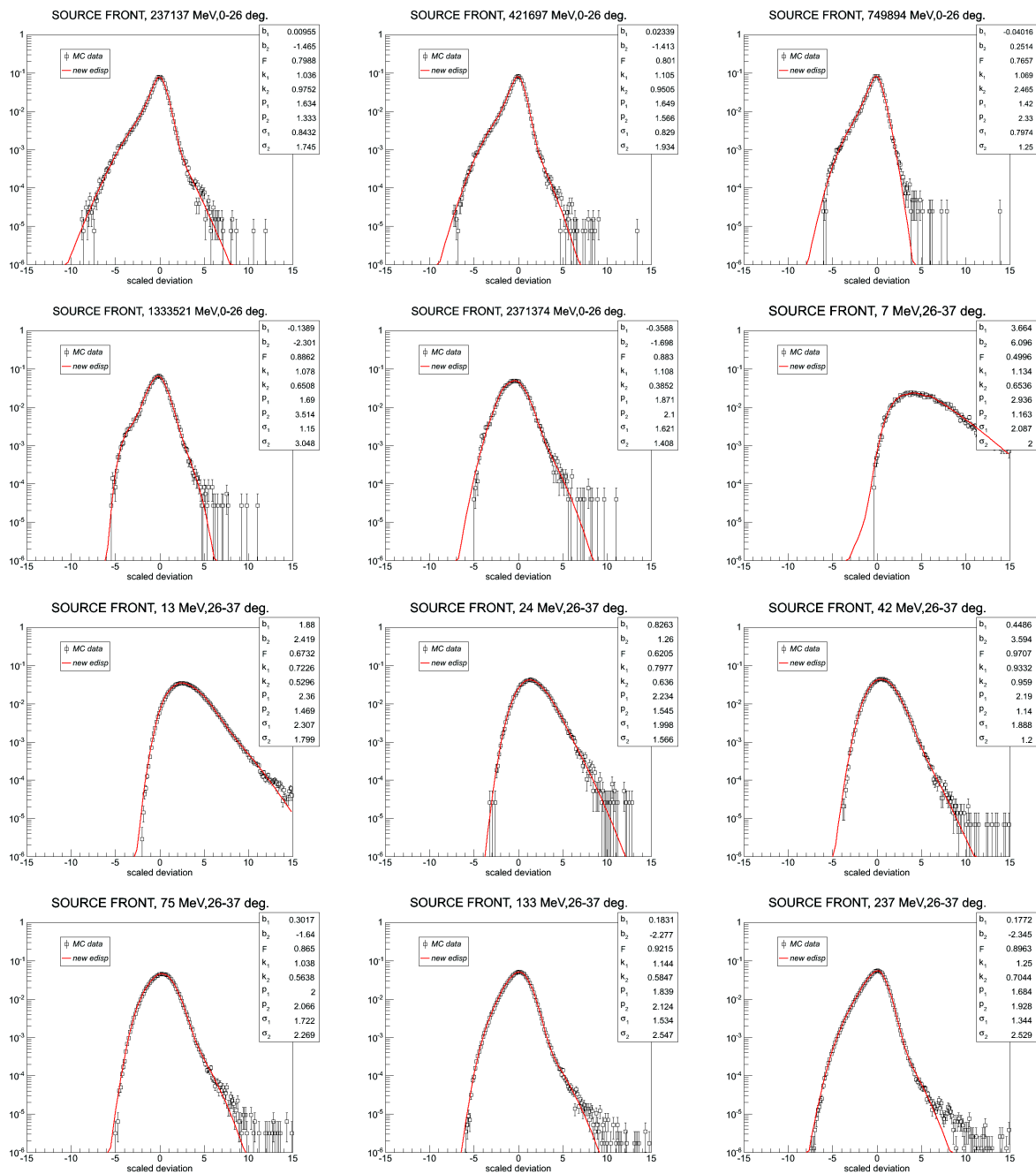
ANNEXE B

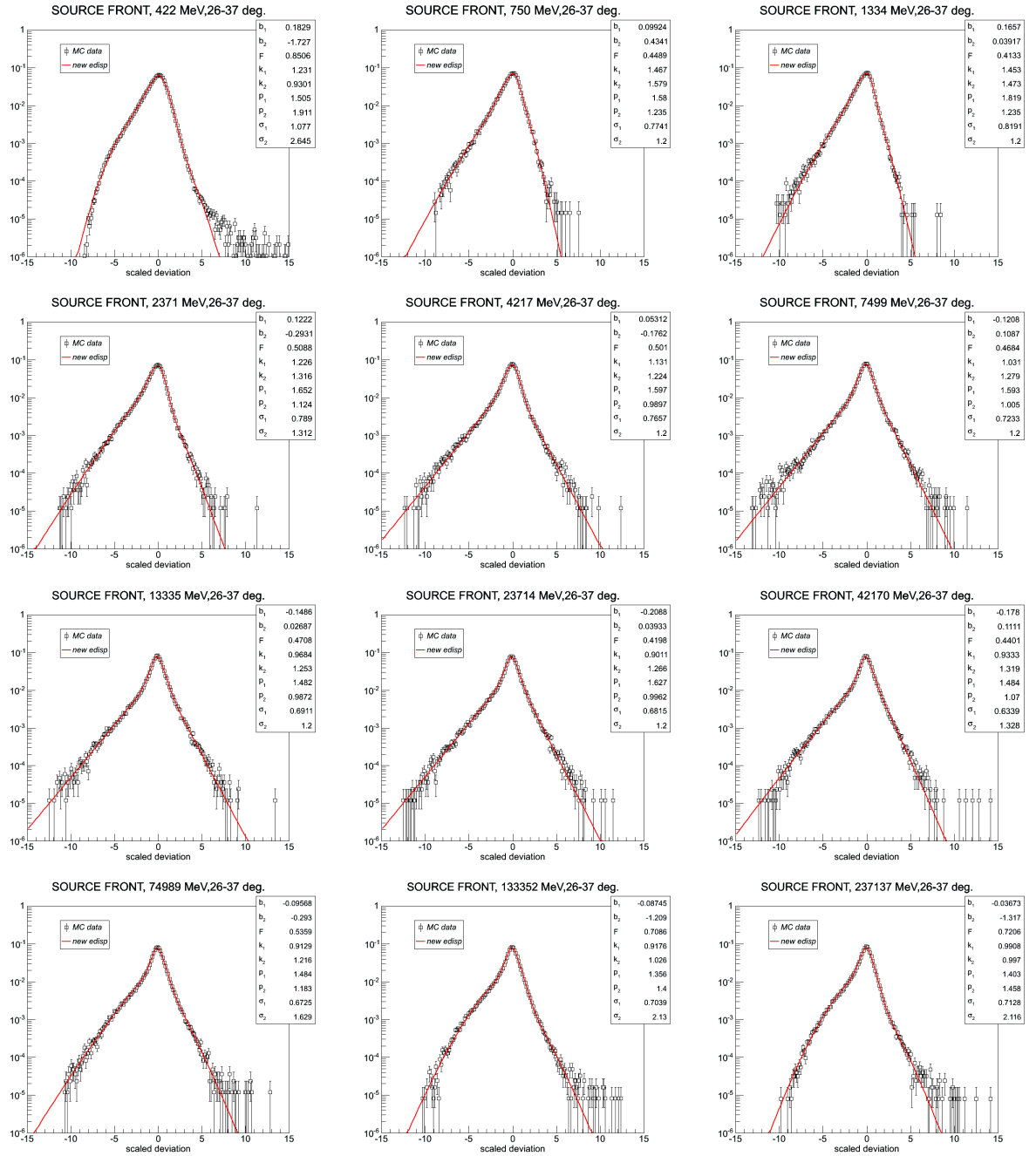
Etude de l'adaptabilité de la nouvelle dispersion en énergie pour différent types et classes d'événements Pass 8.

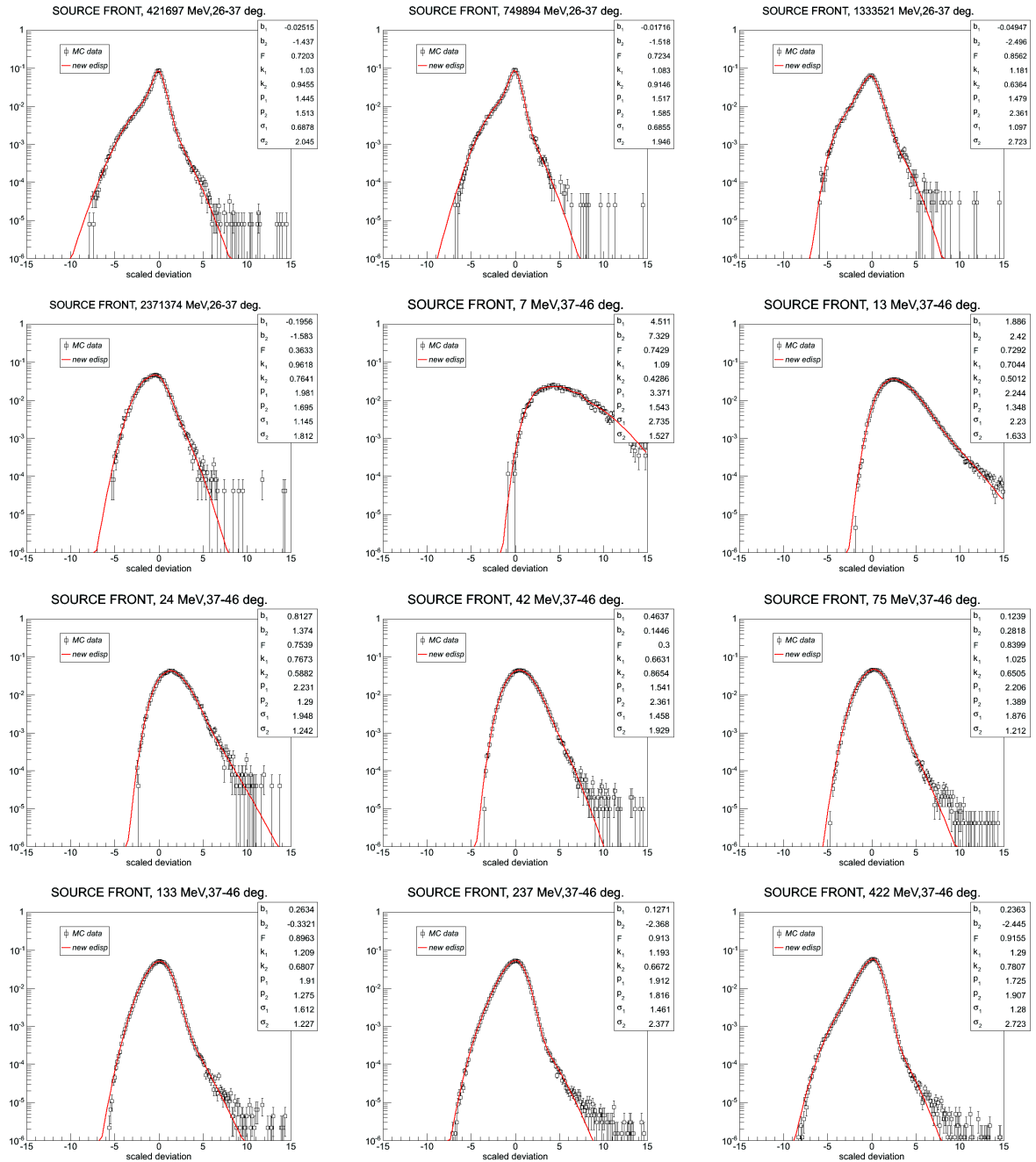
SOURCE FRONT

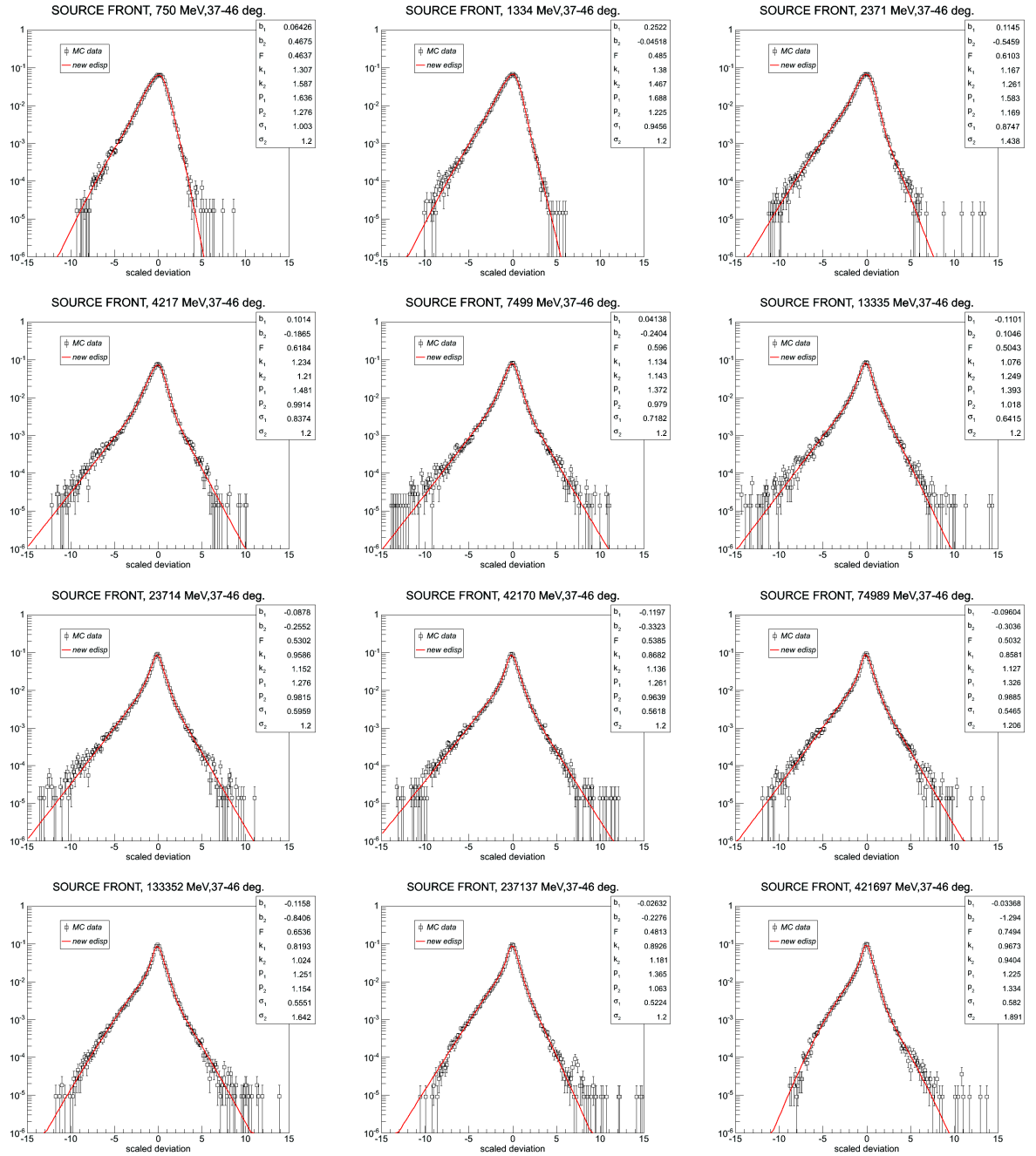


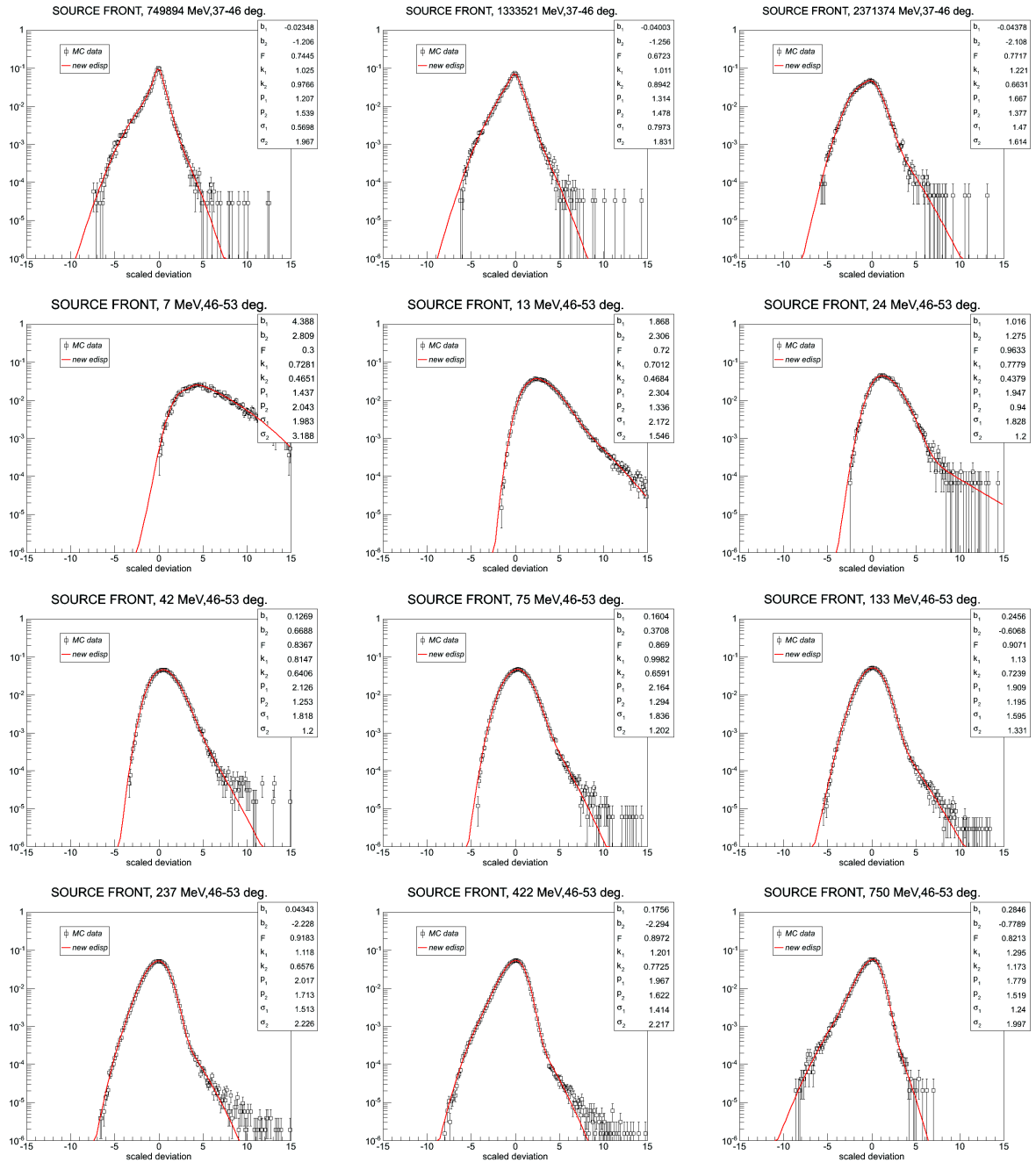


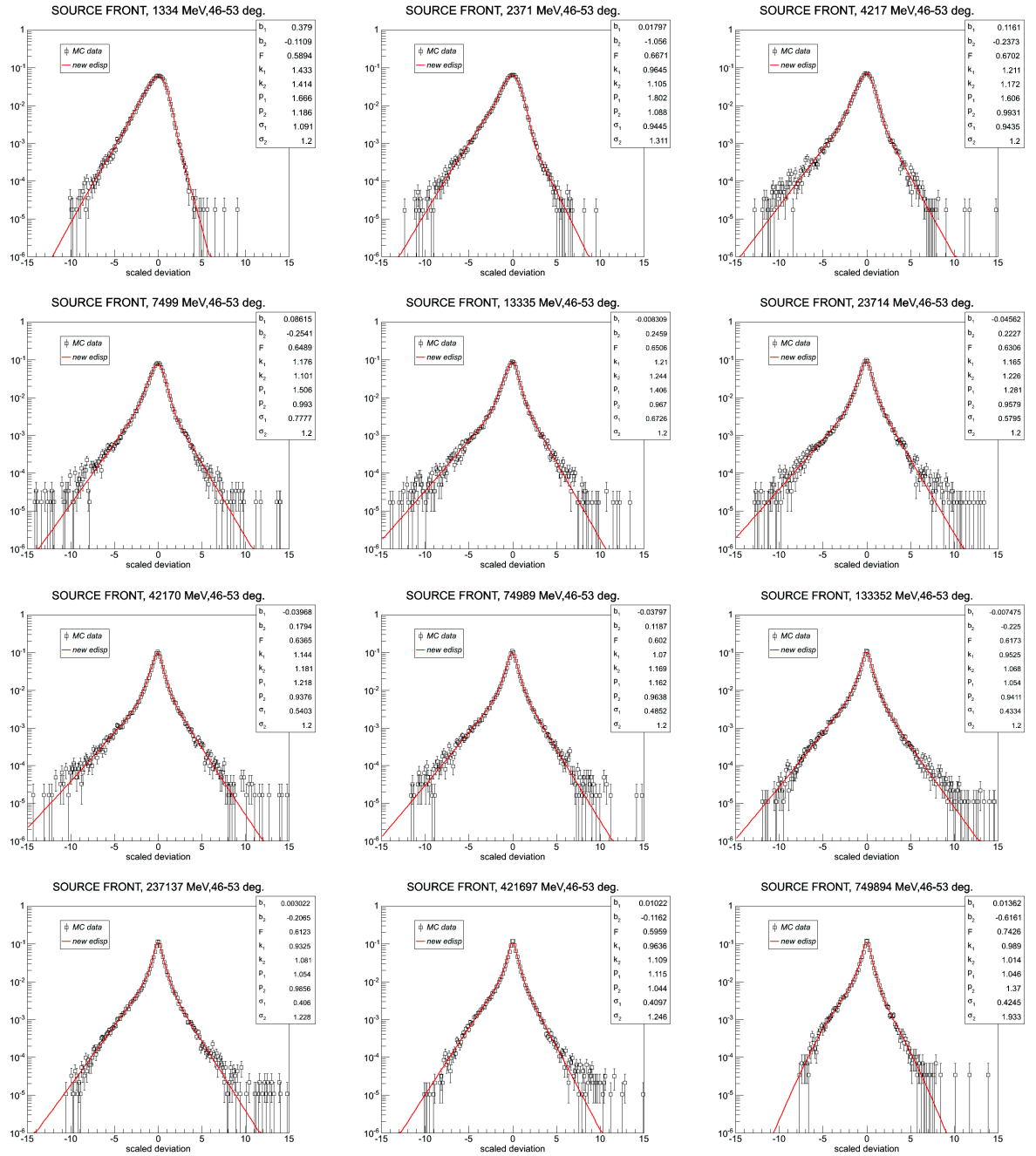


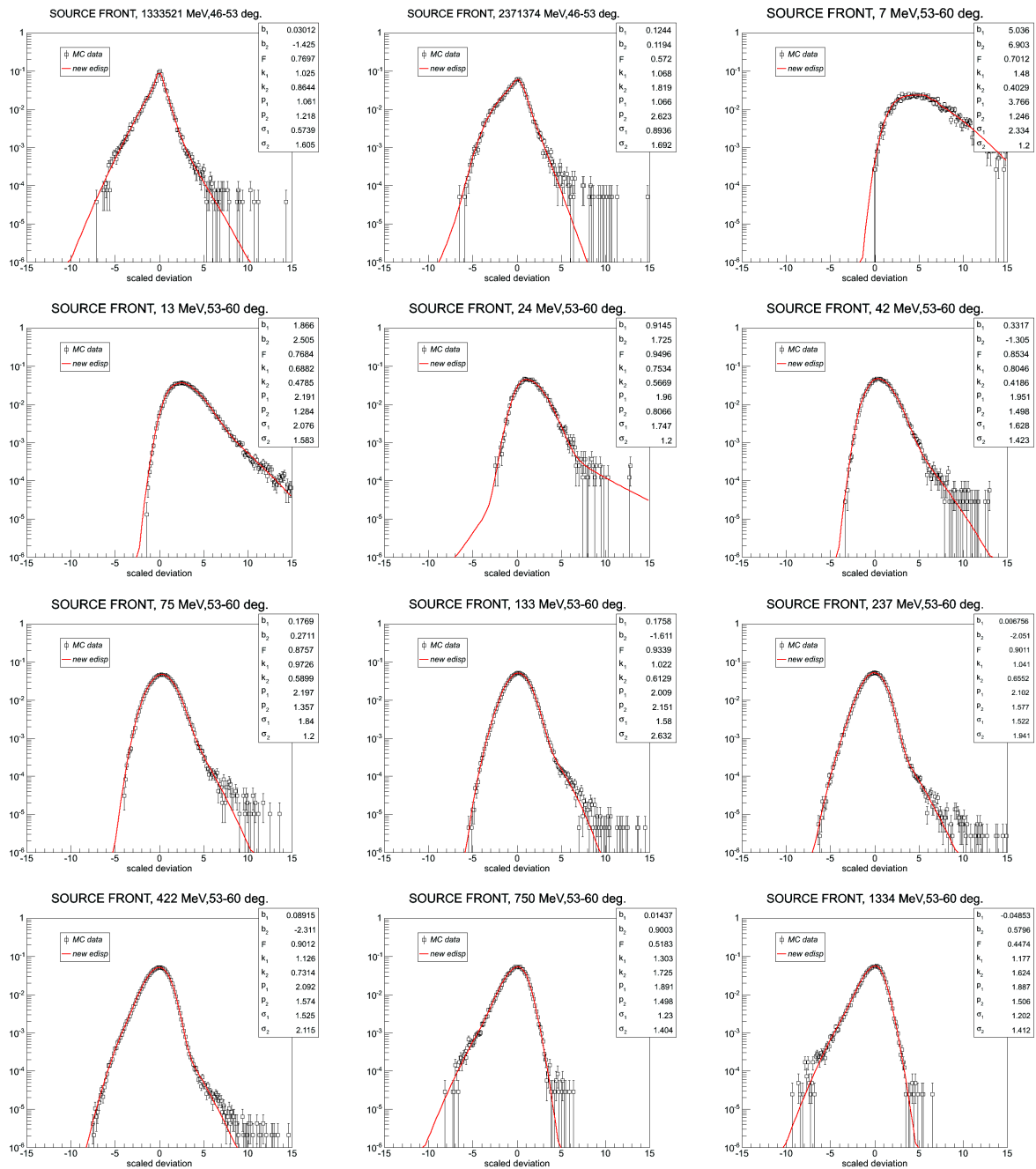


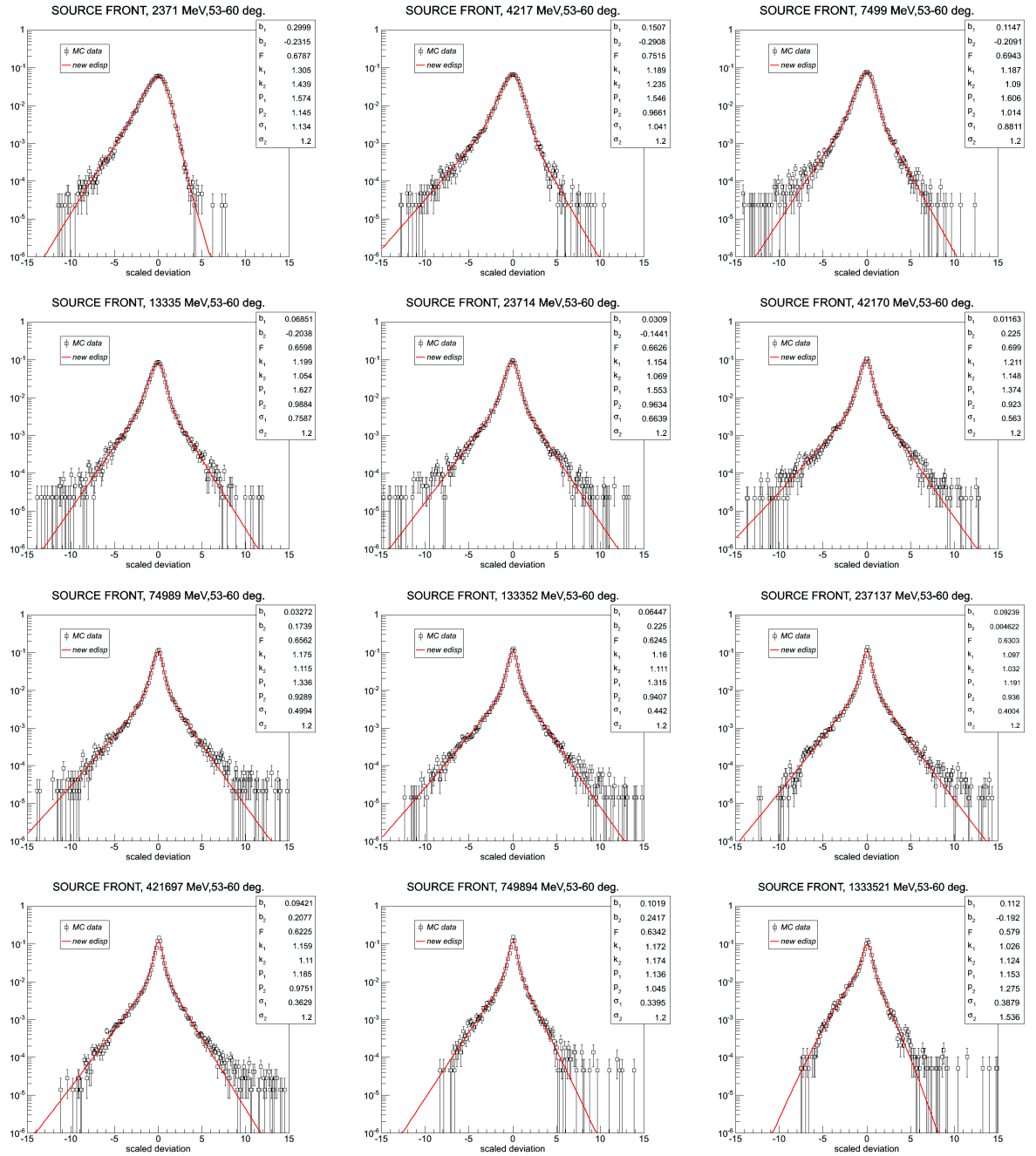


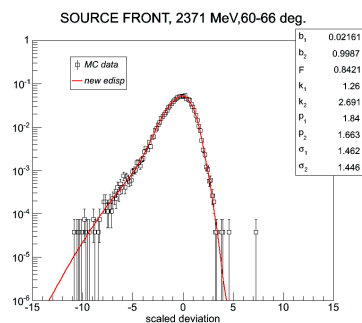
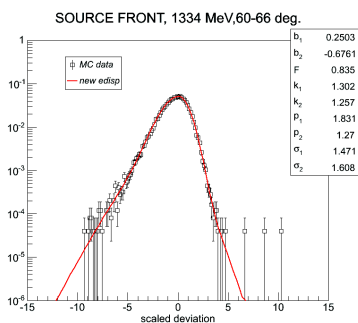
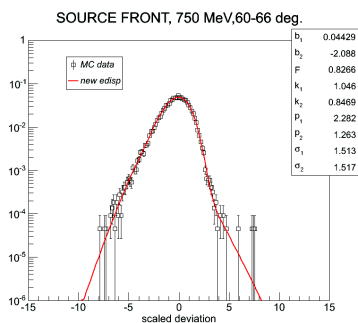
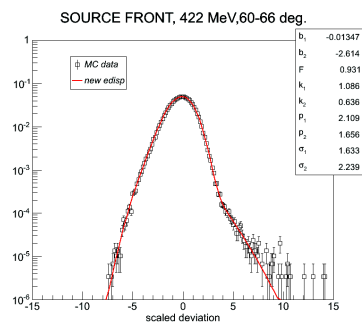
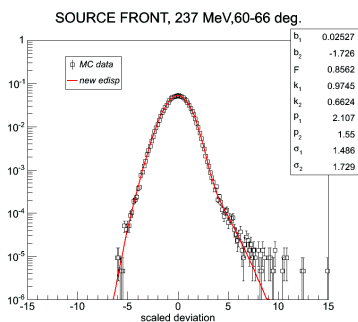
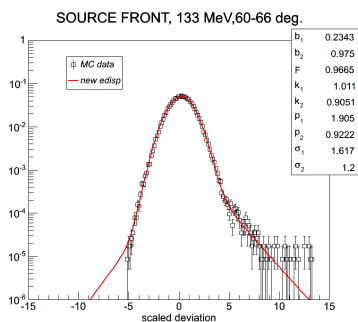
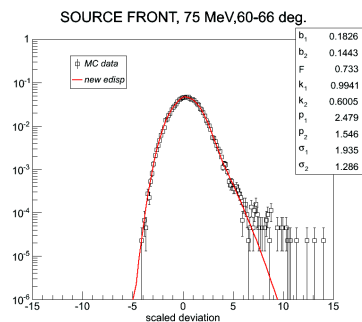
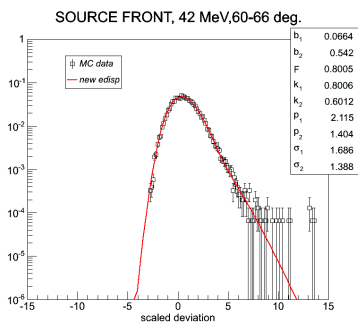
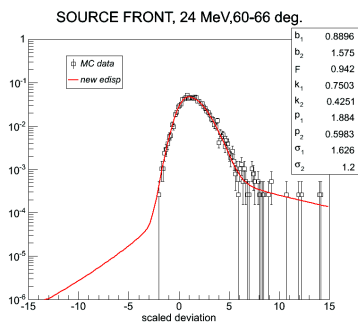
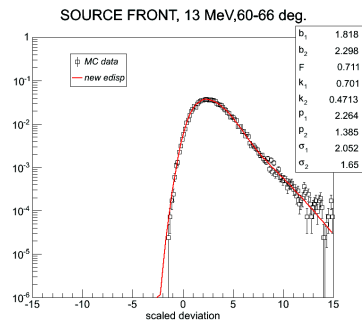
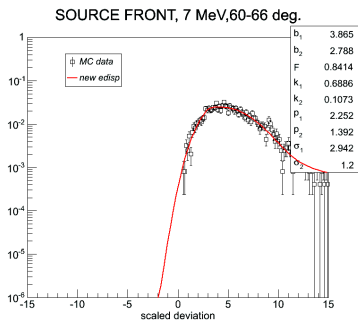
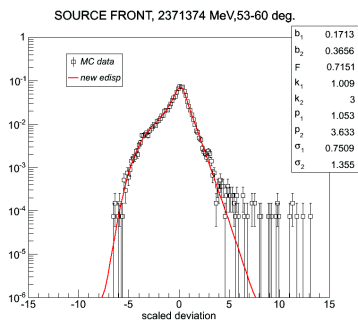


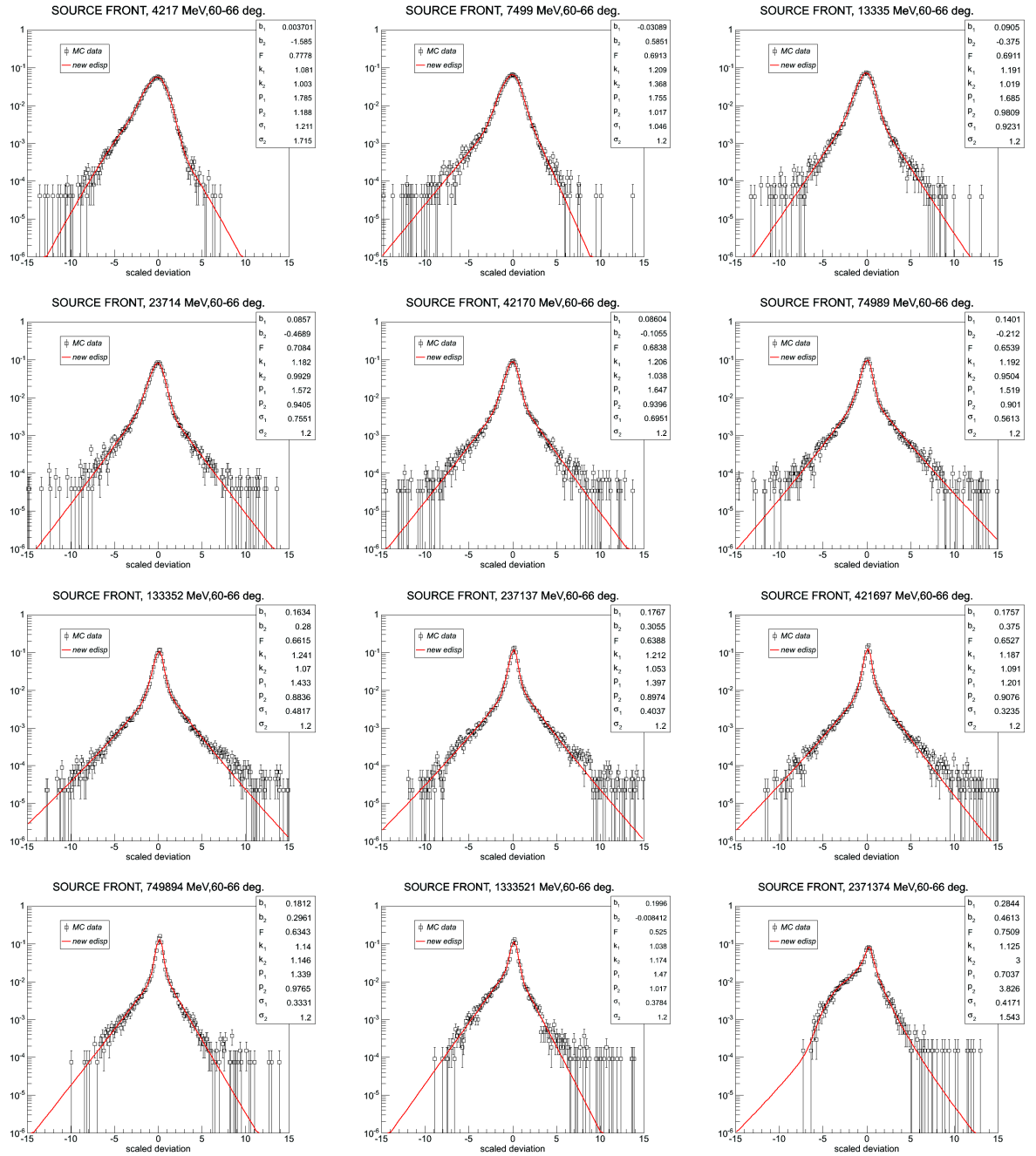


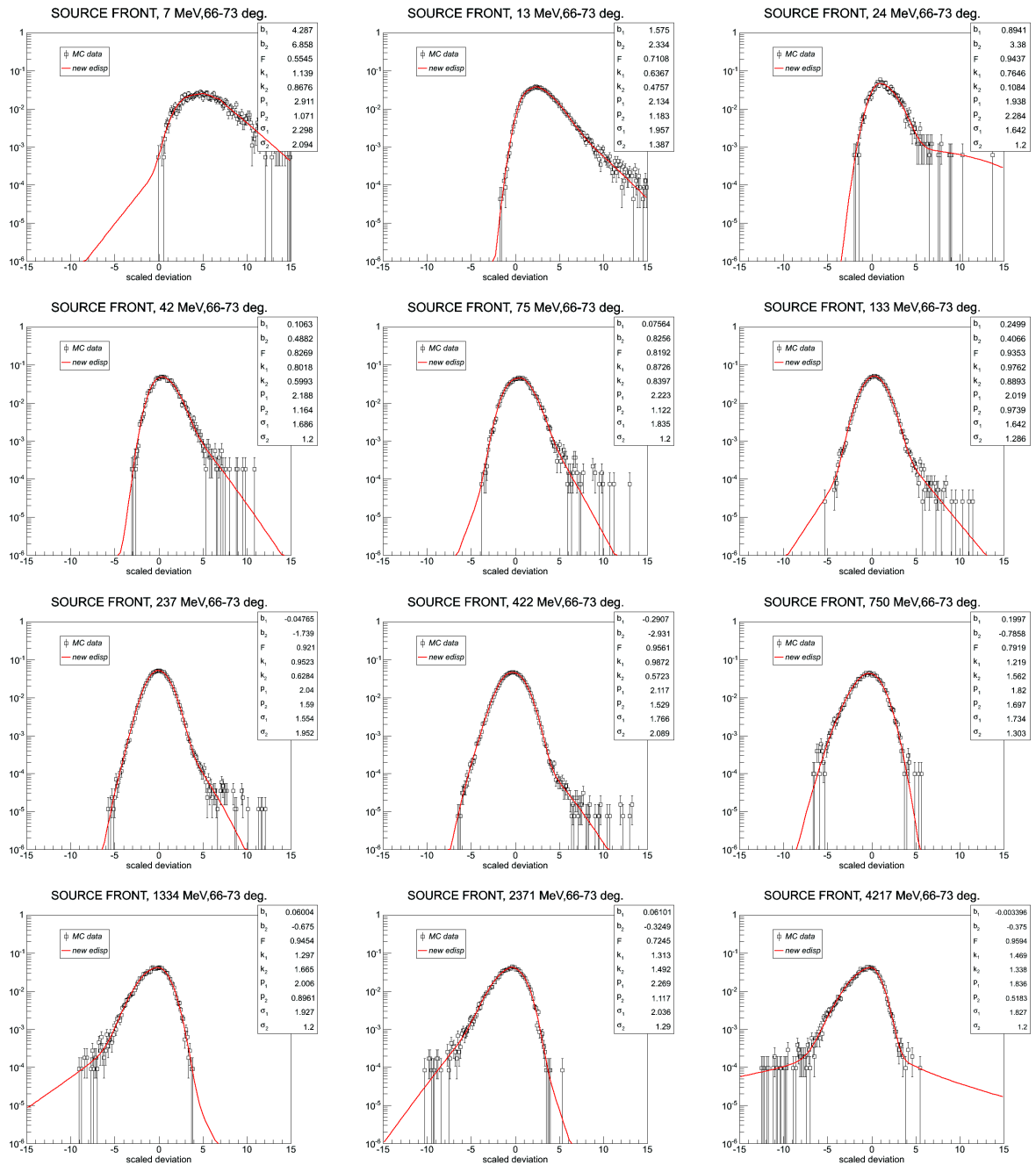


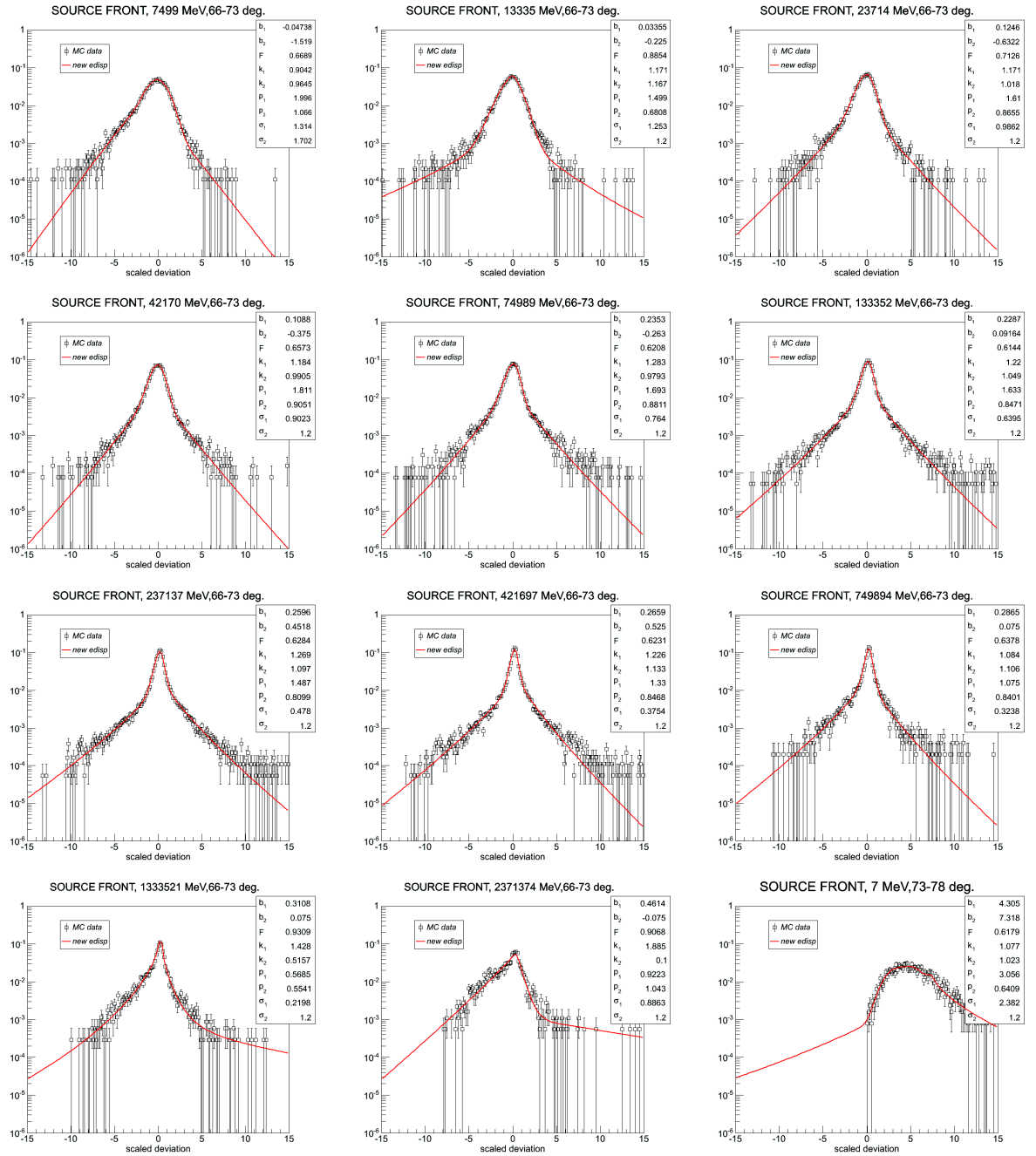


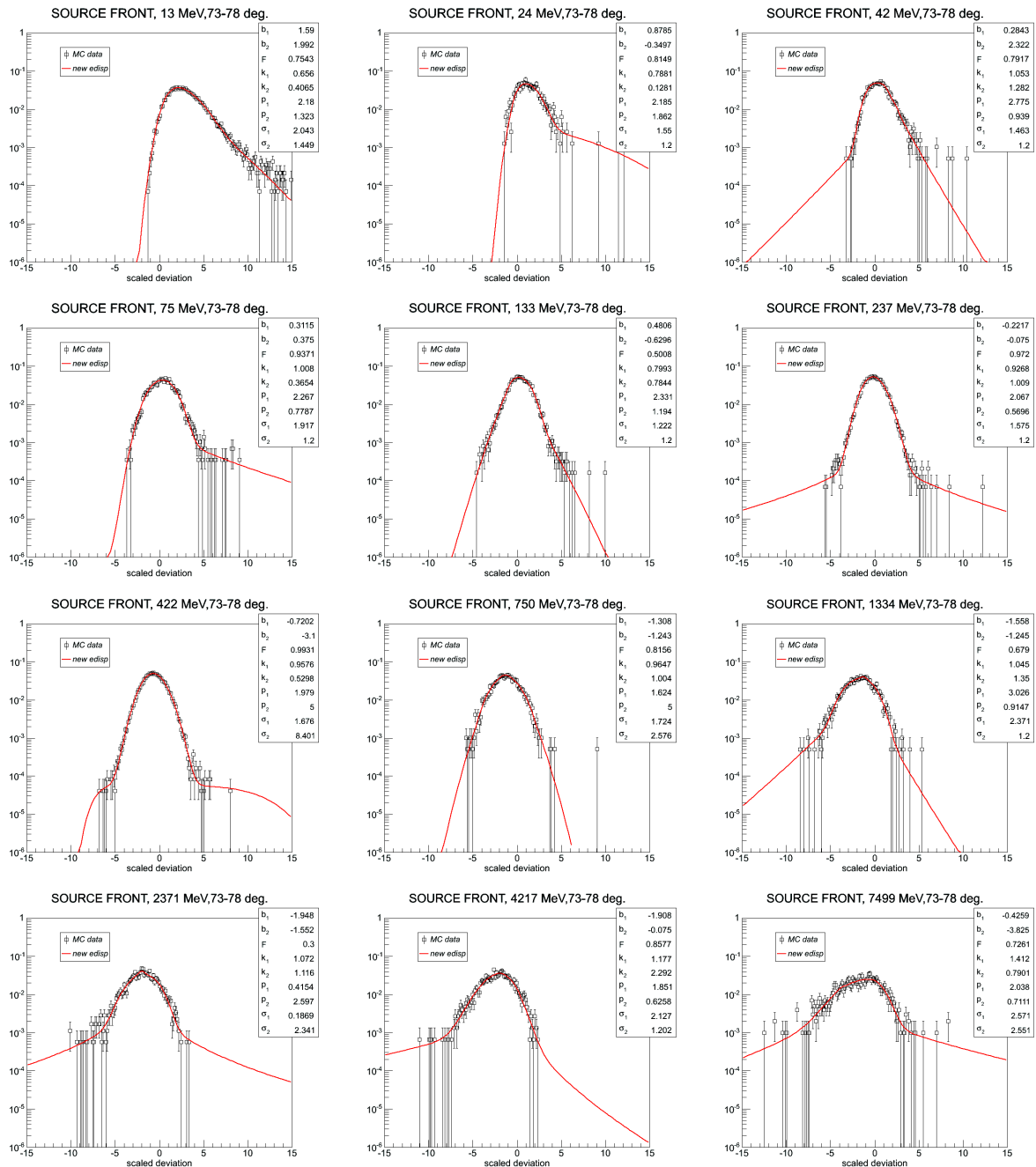


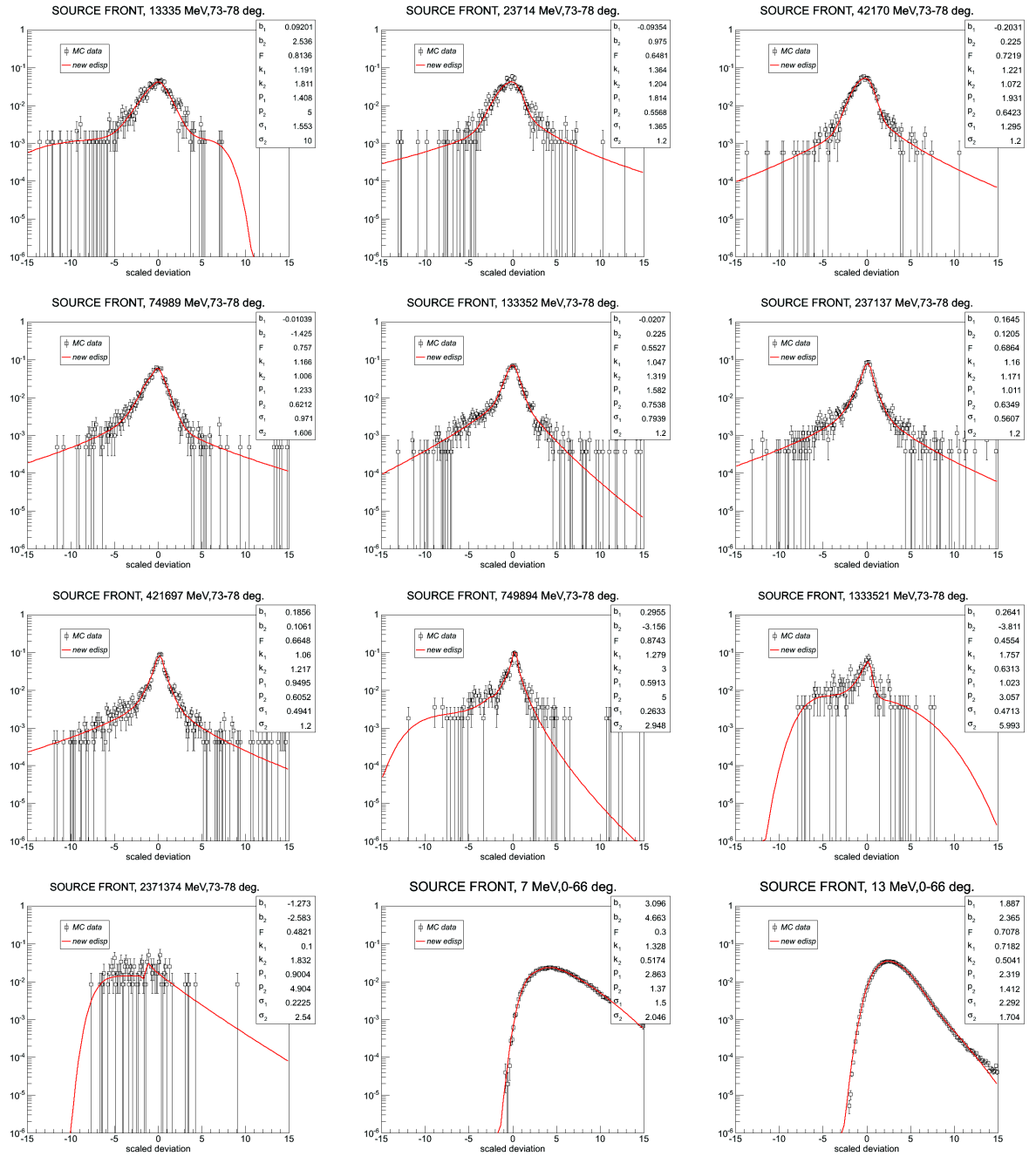


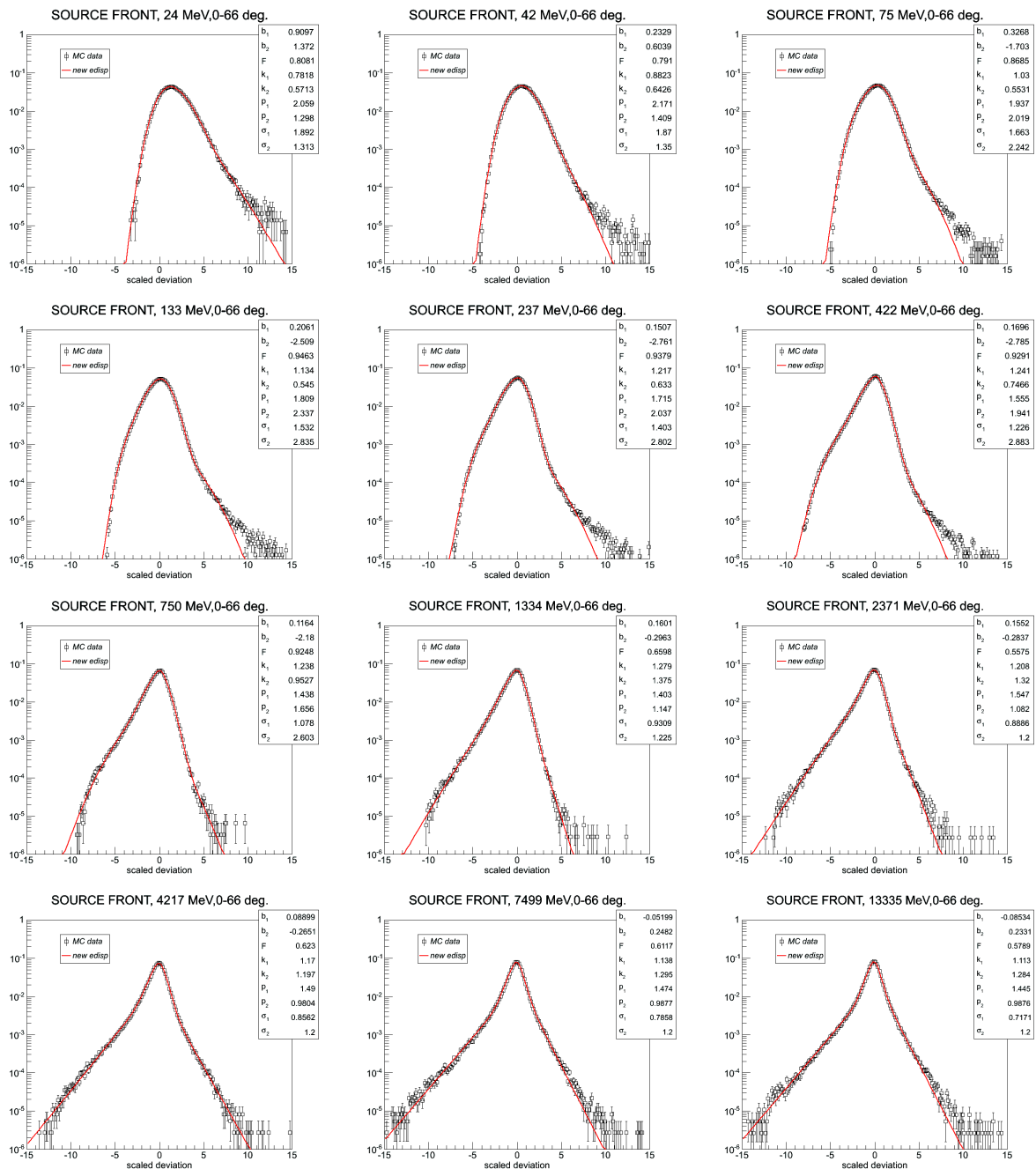


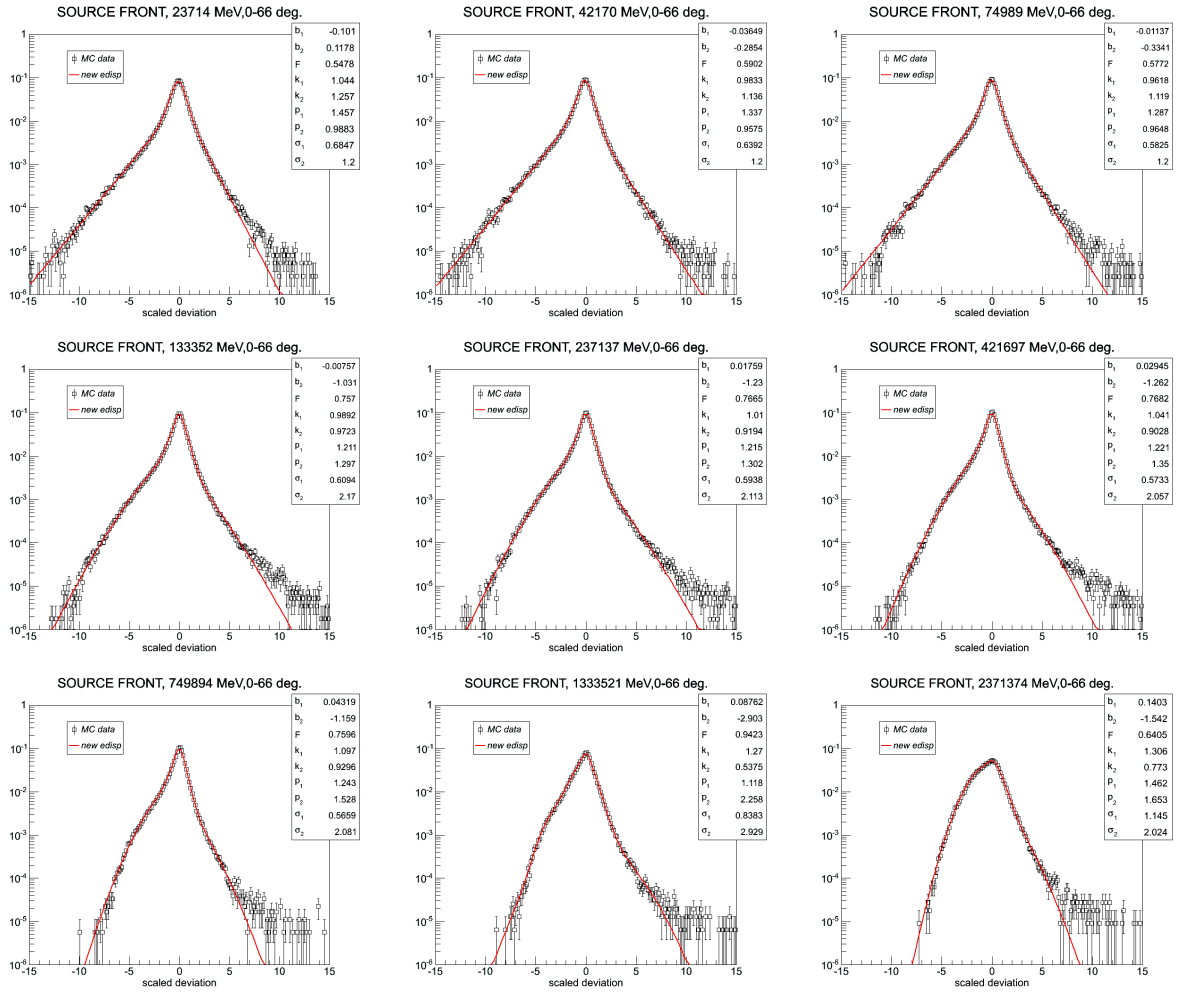




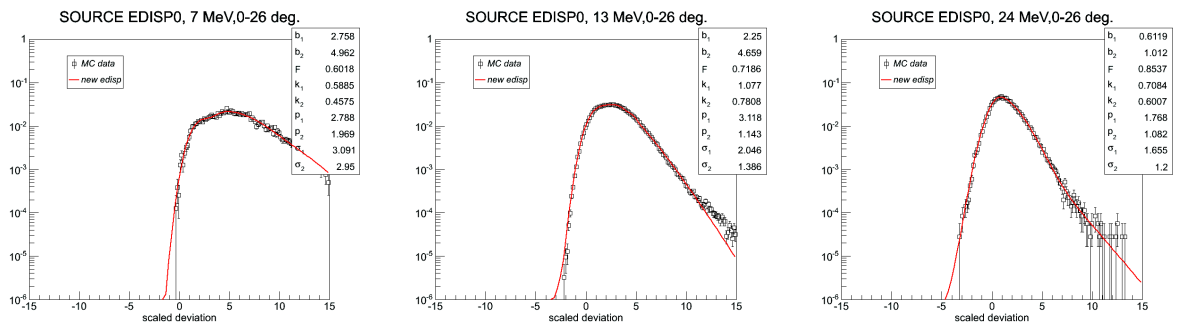


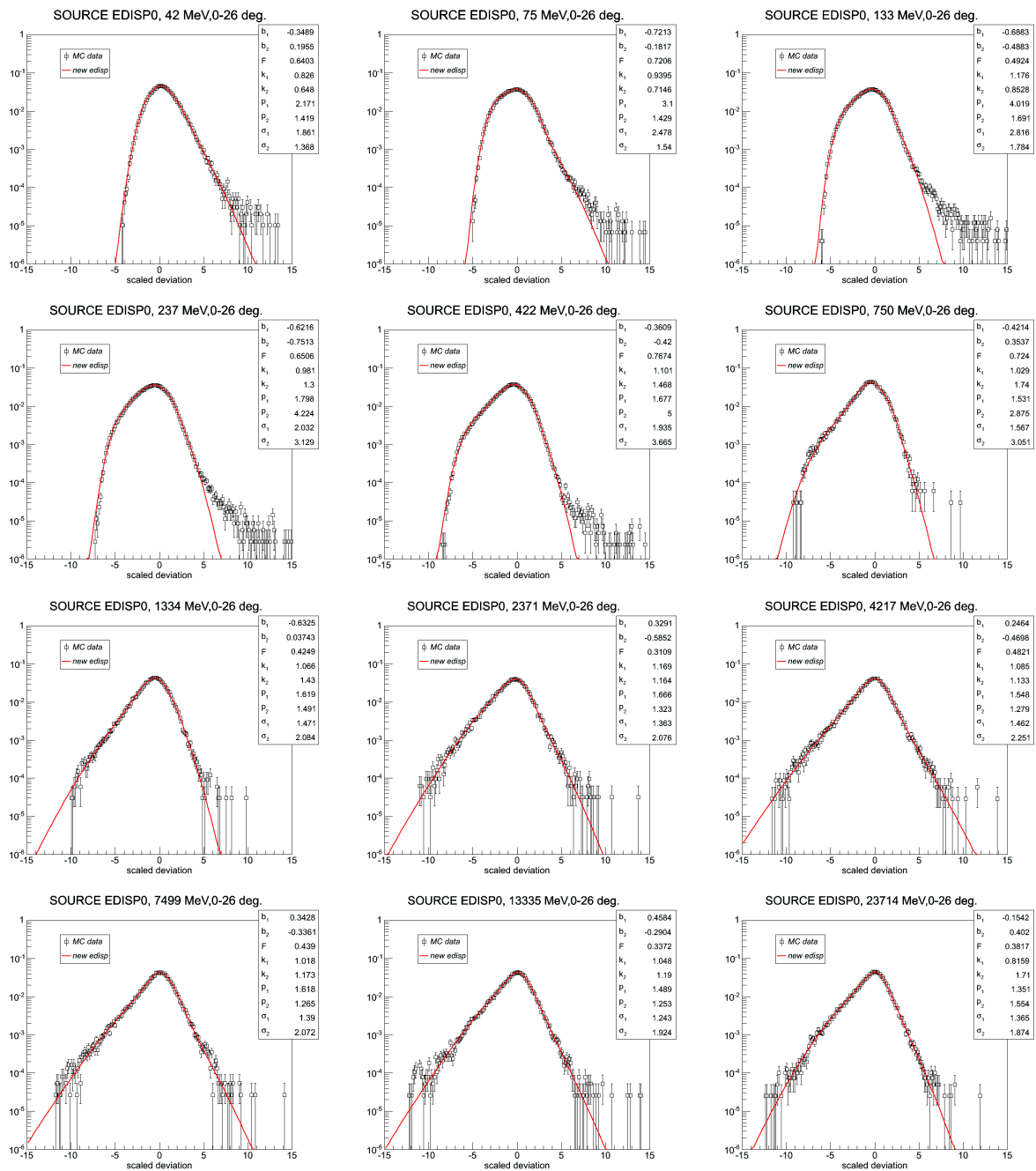


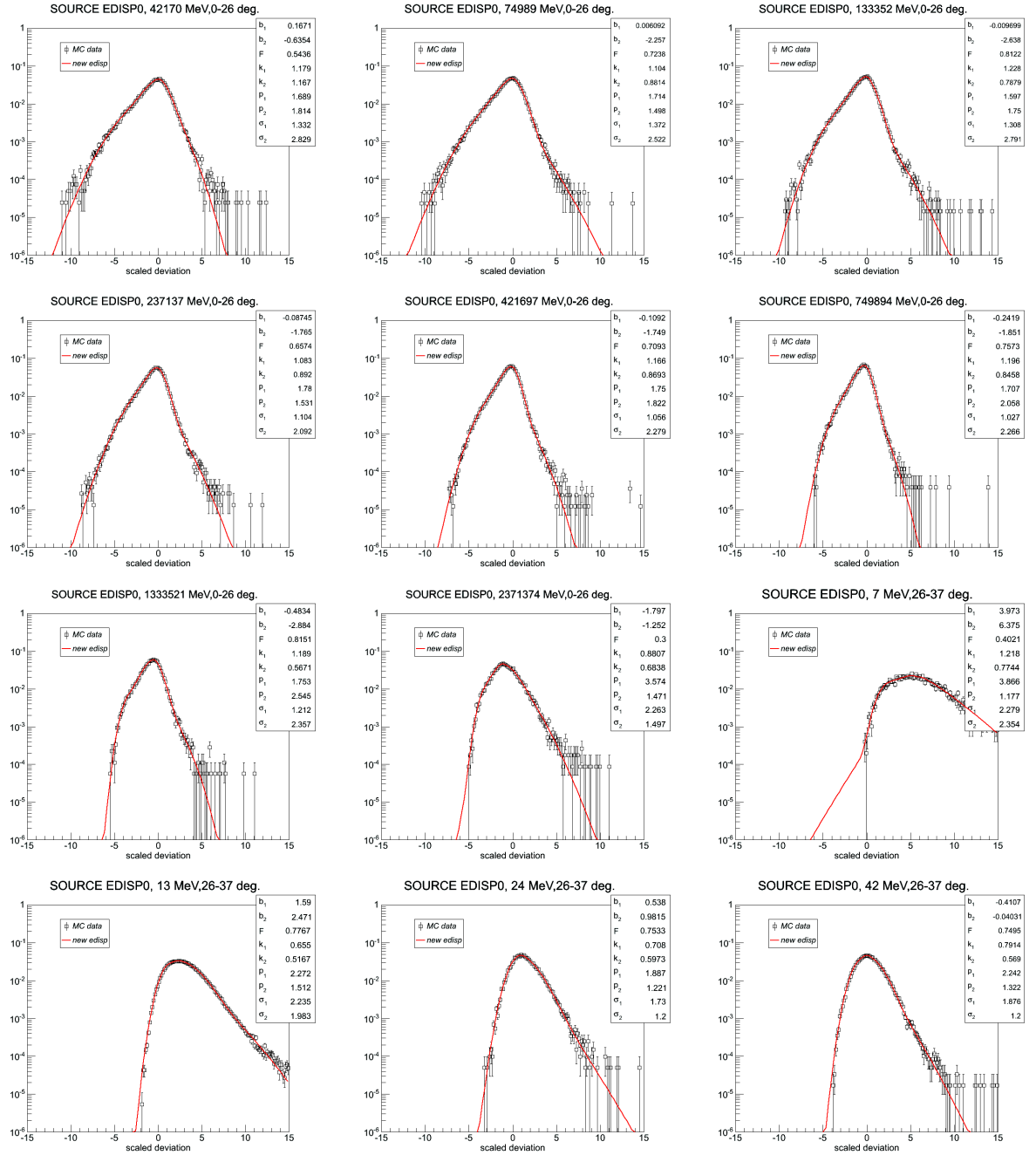


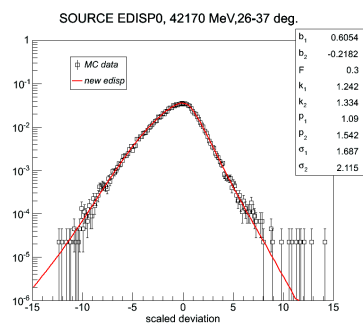
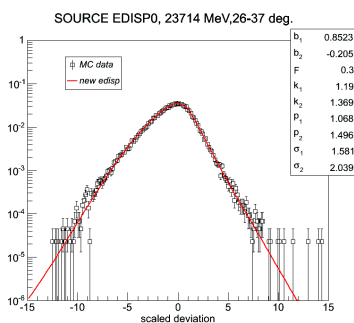
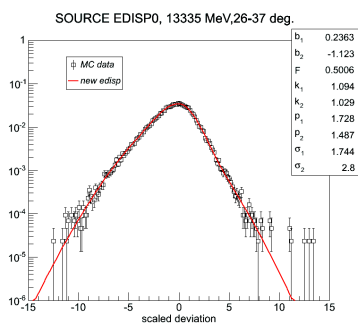
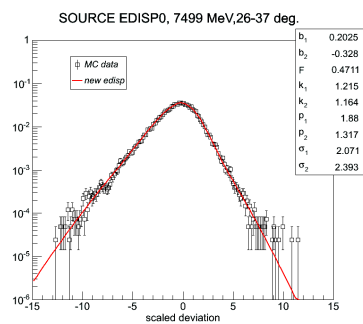
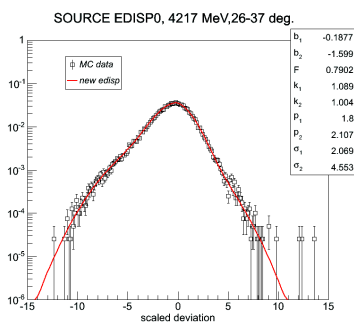
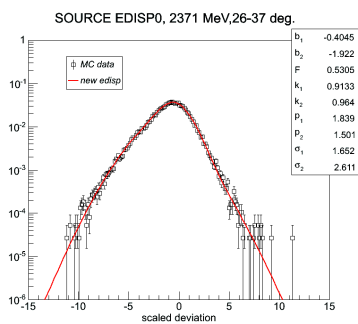
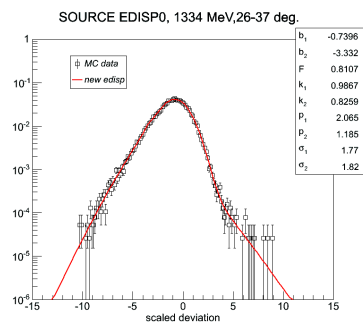
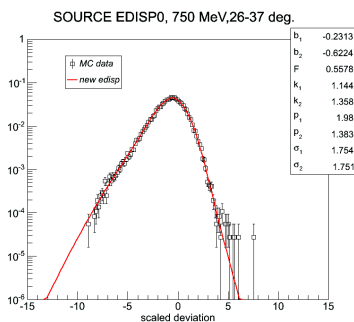
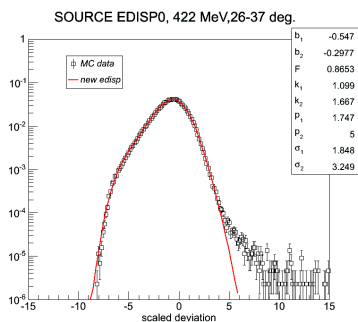
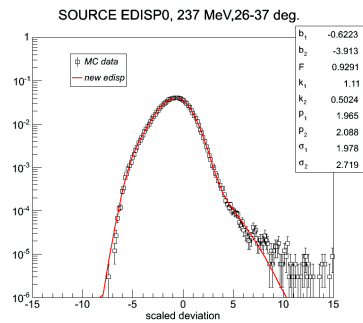
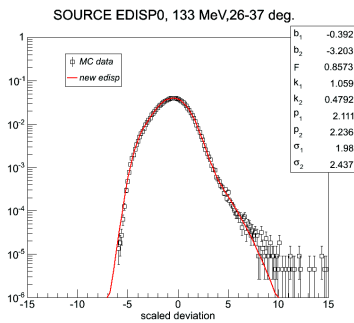
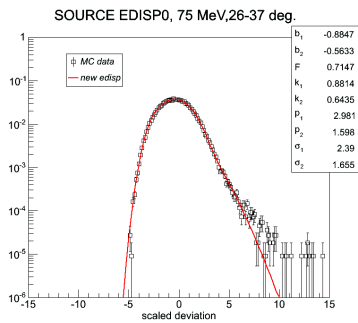


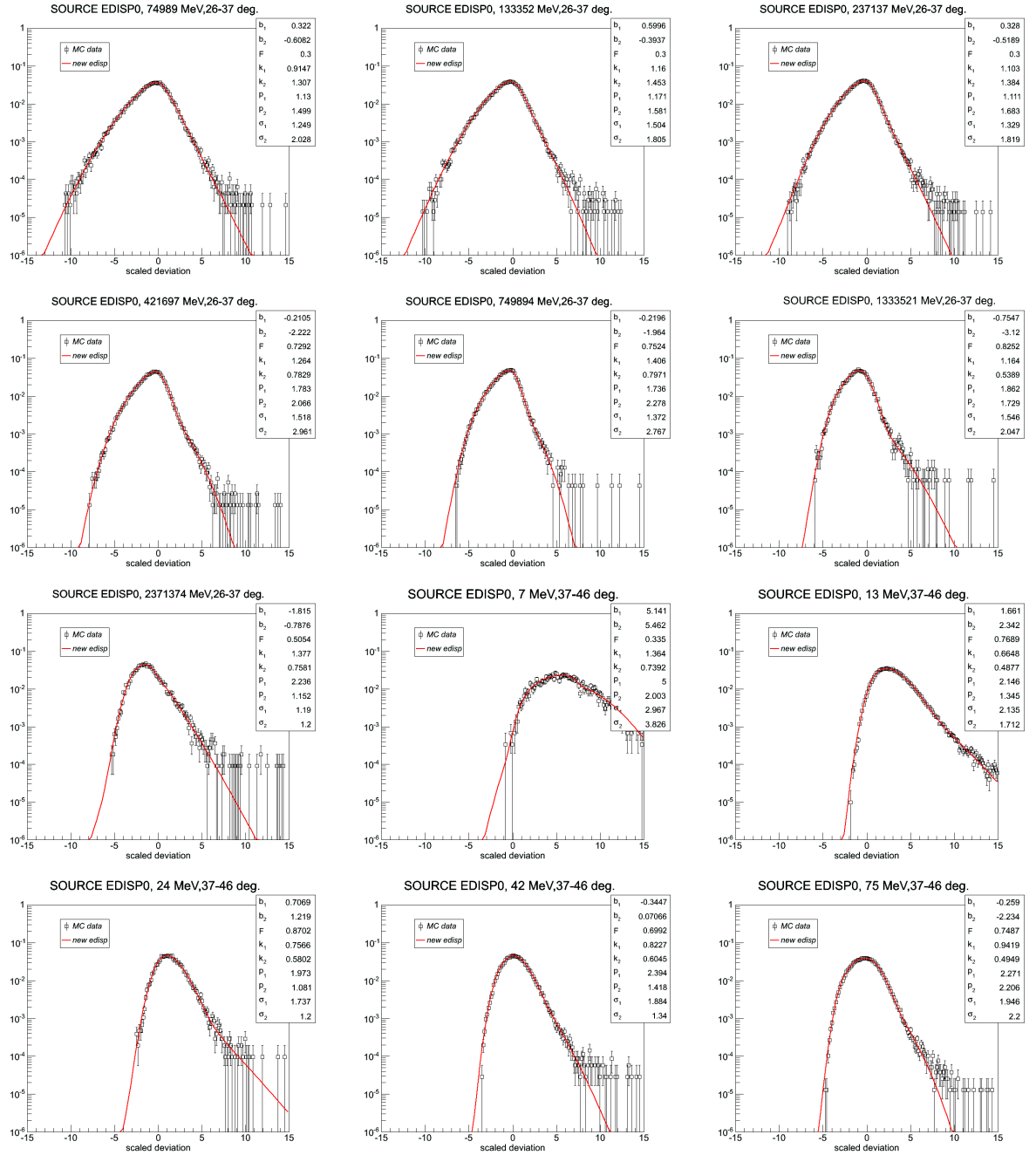
SOURCE EDISP0

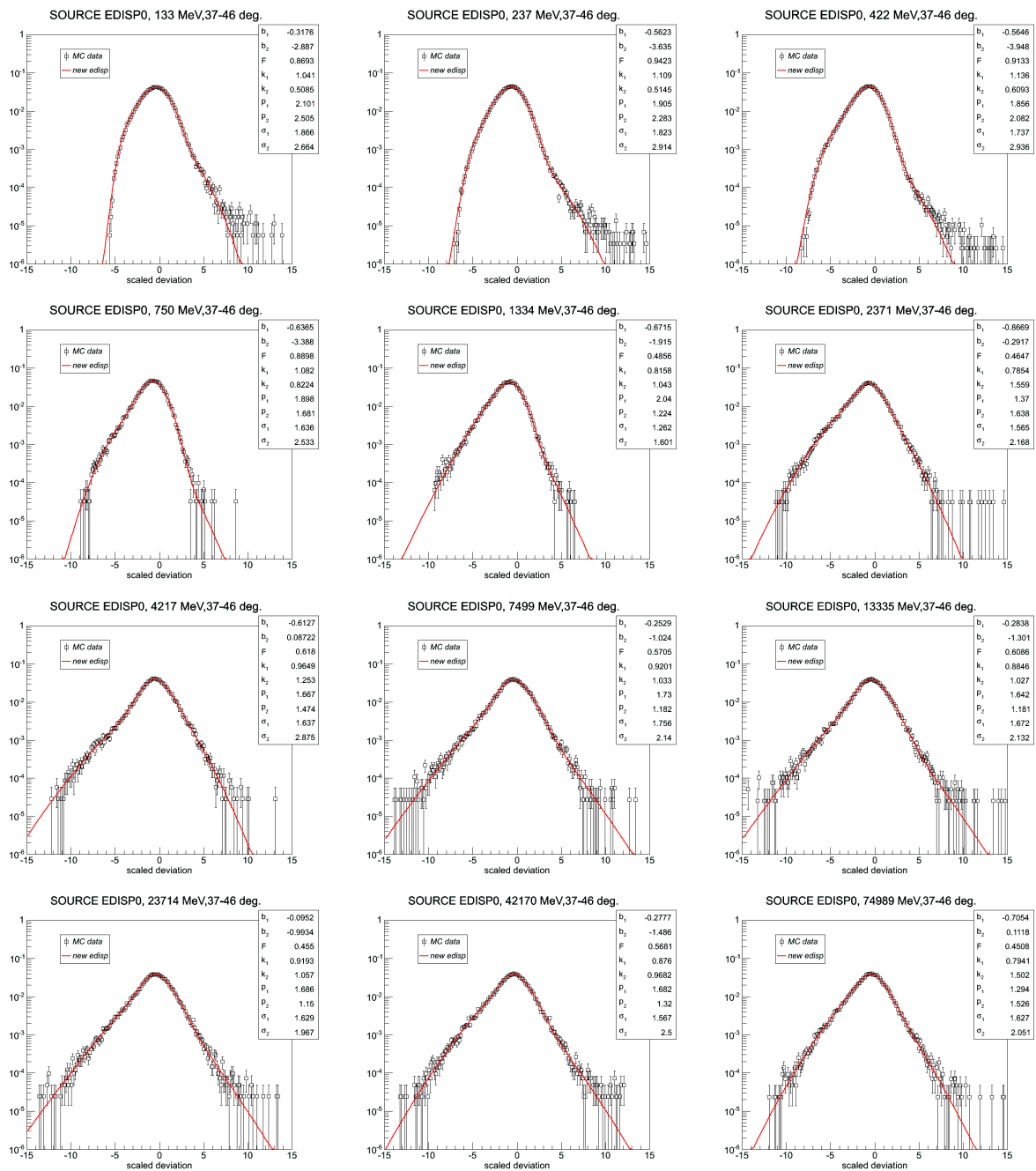


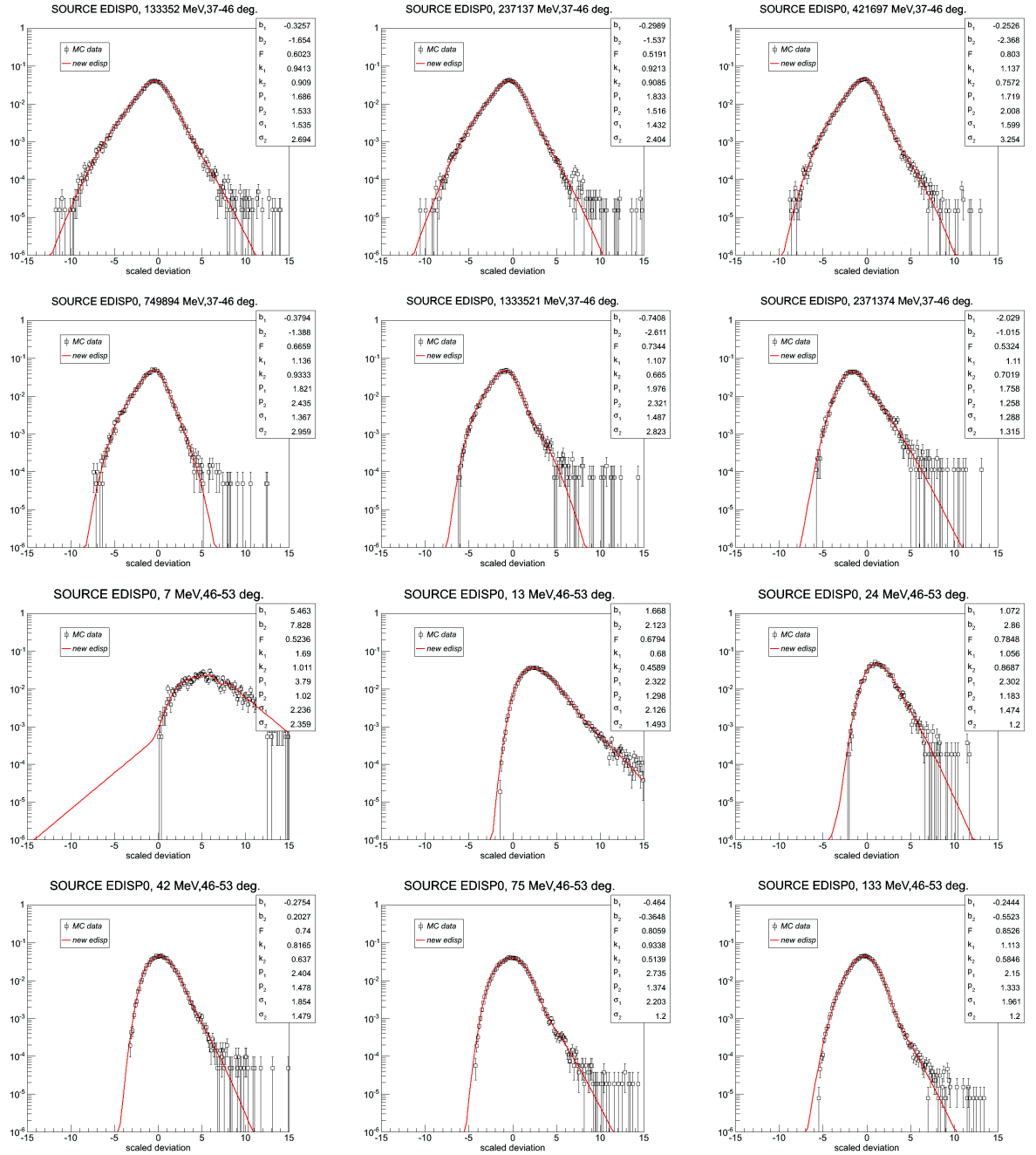


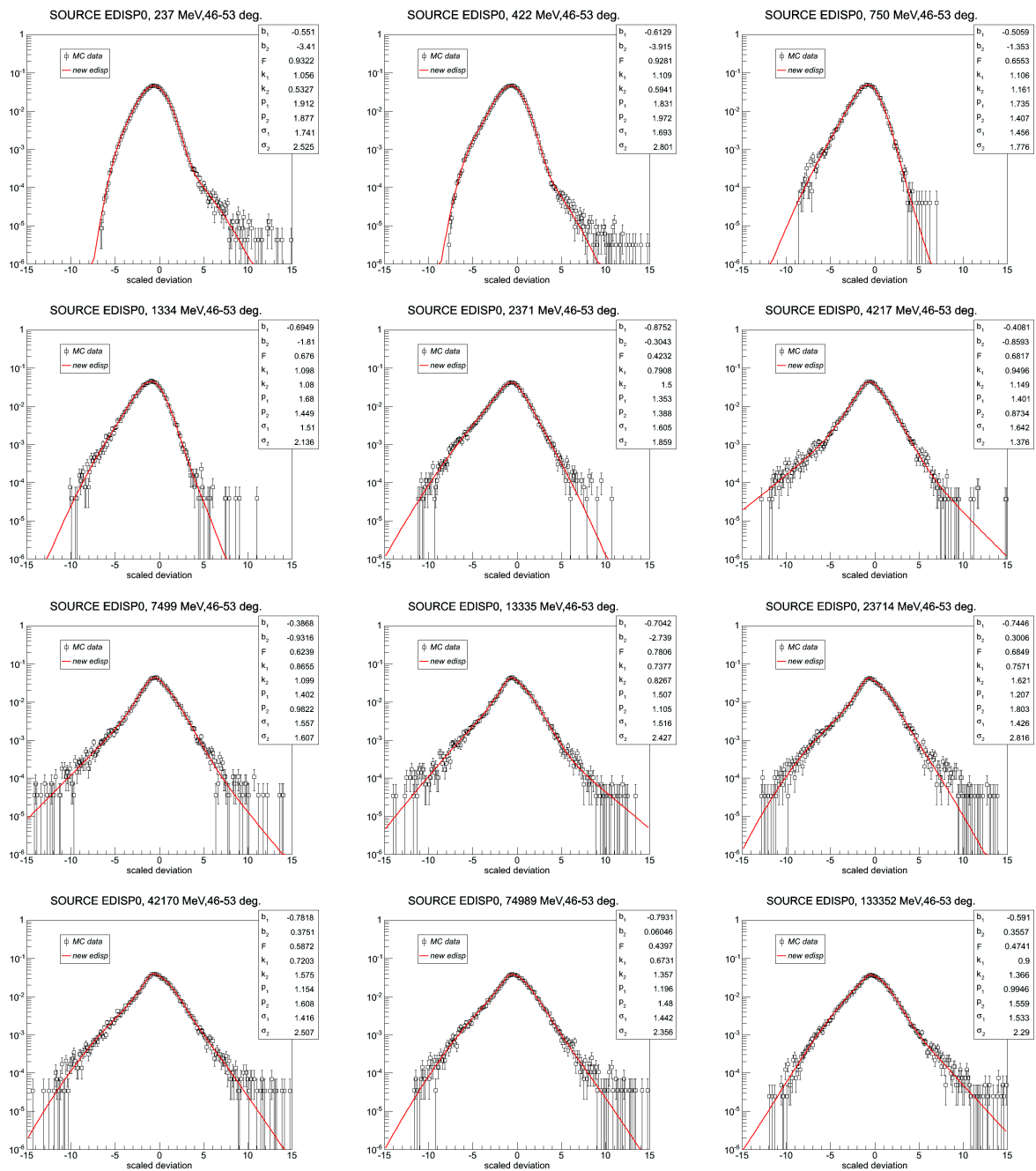


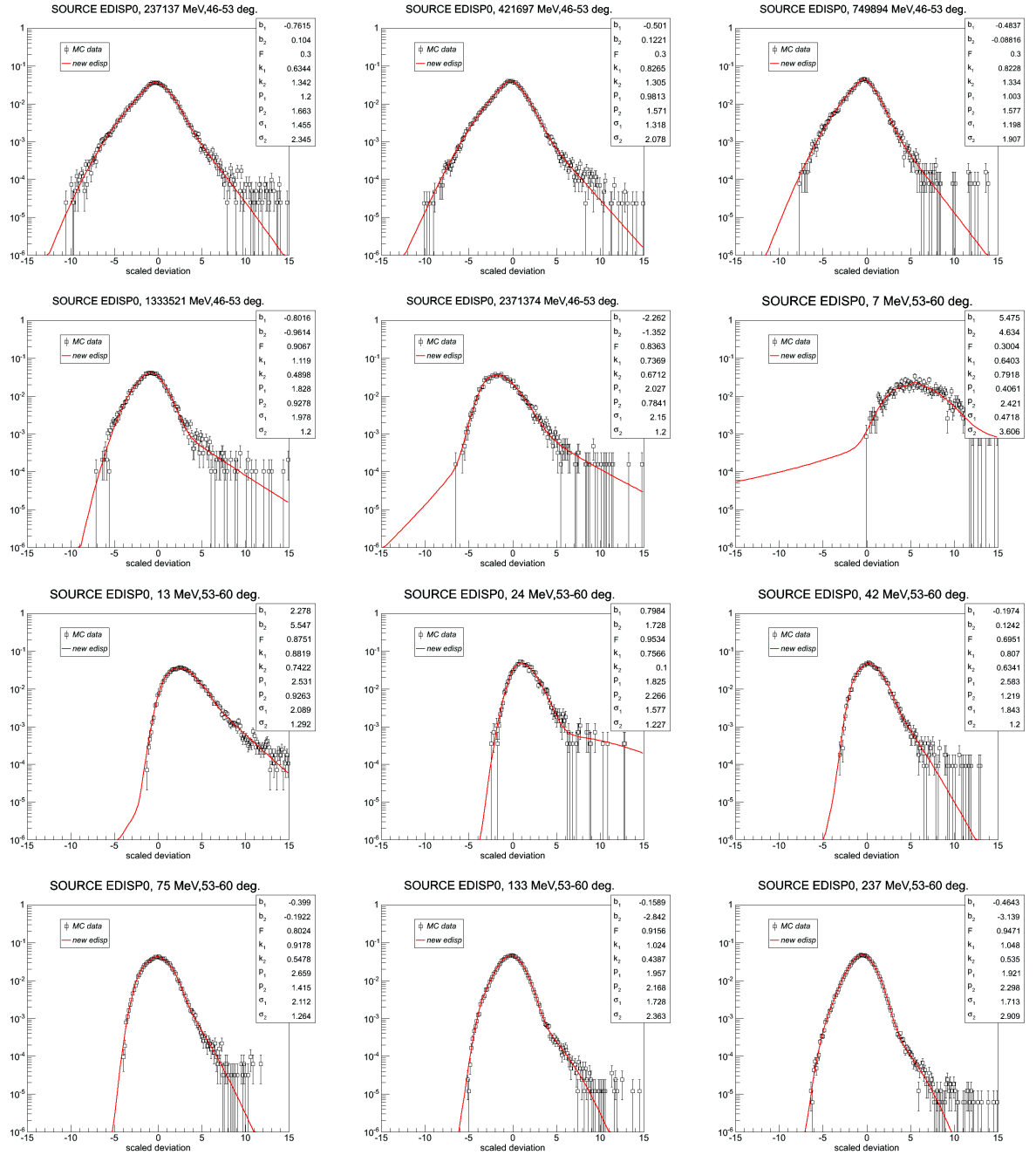


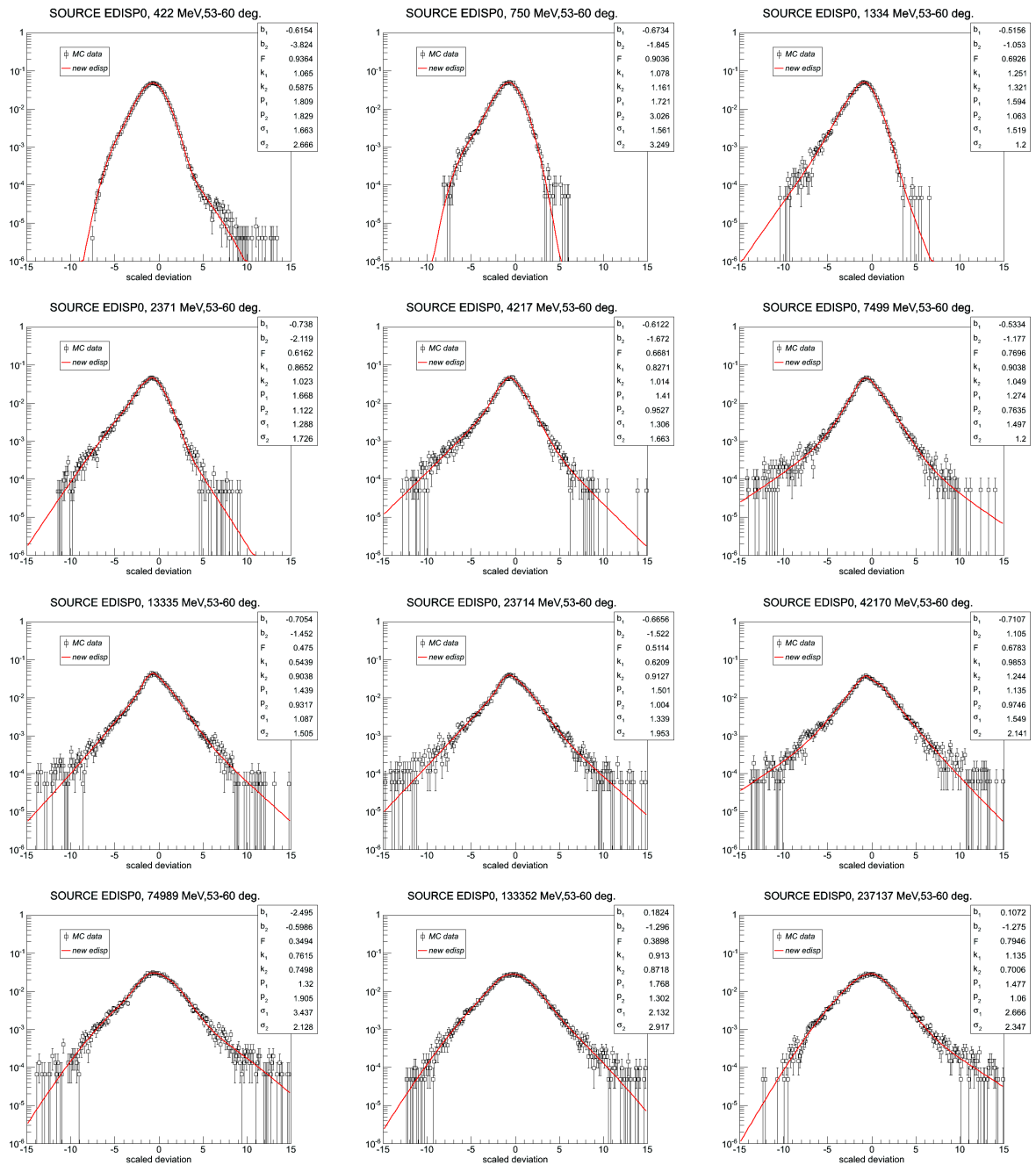


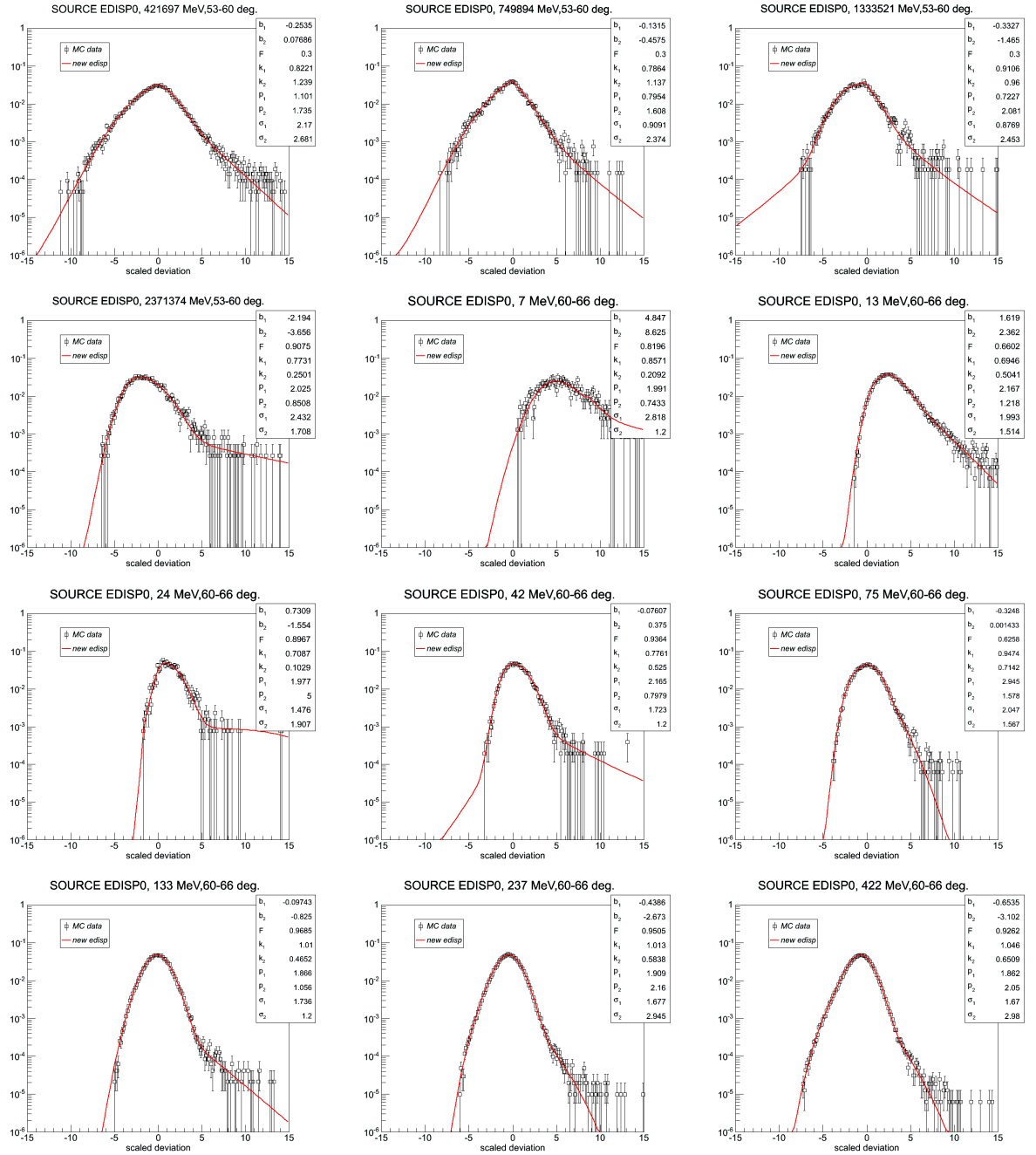


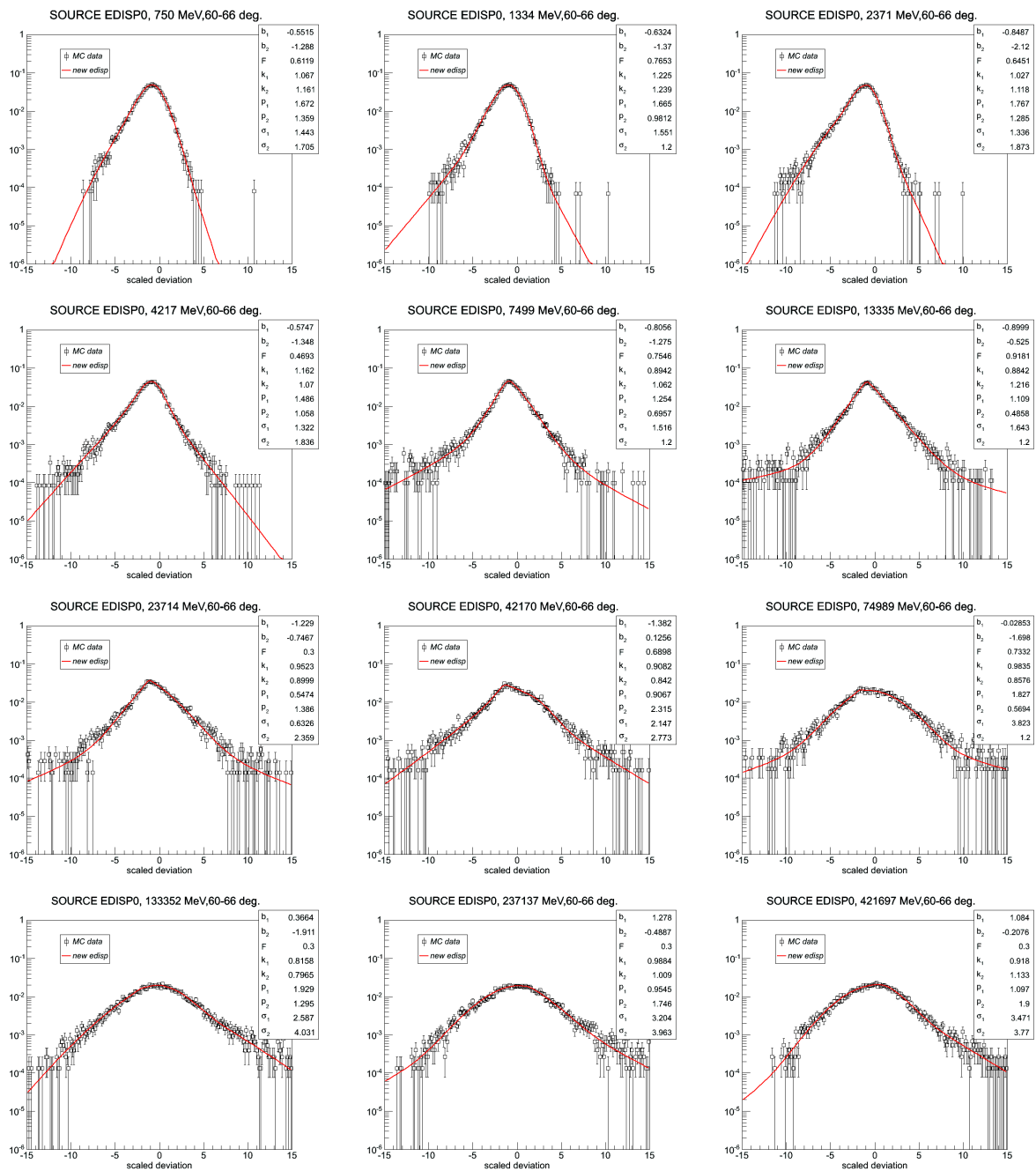


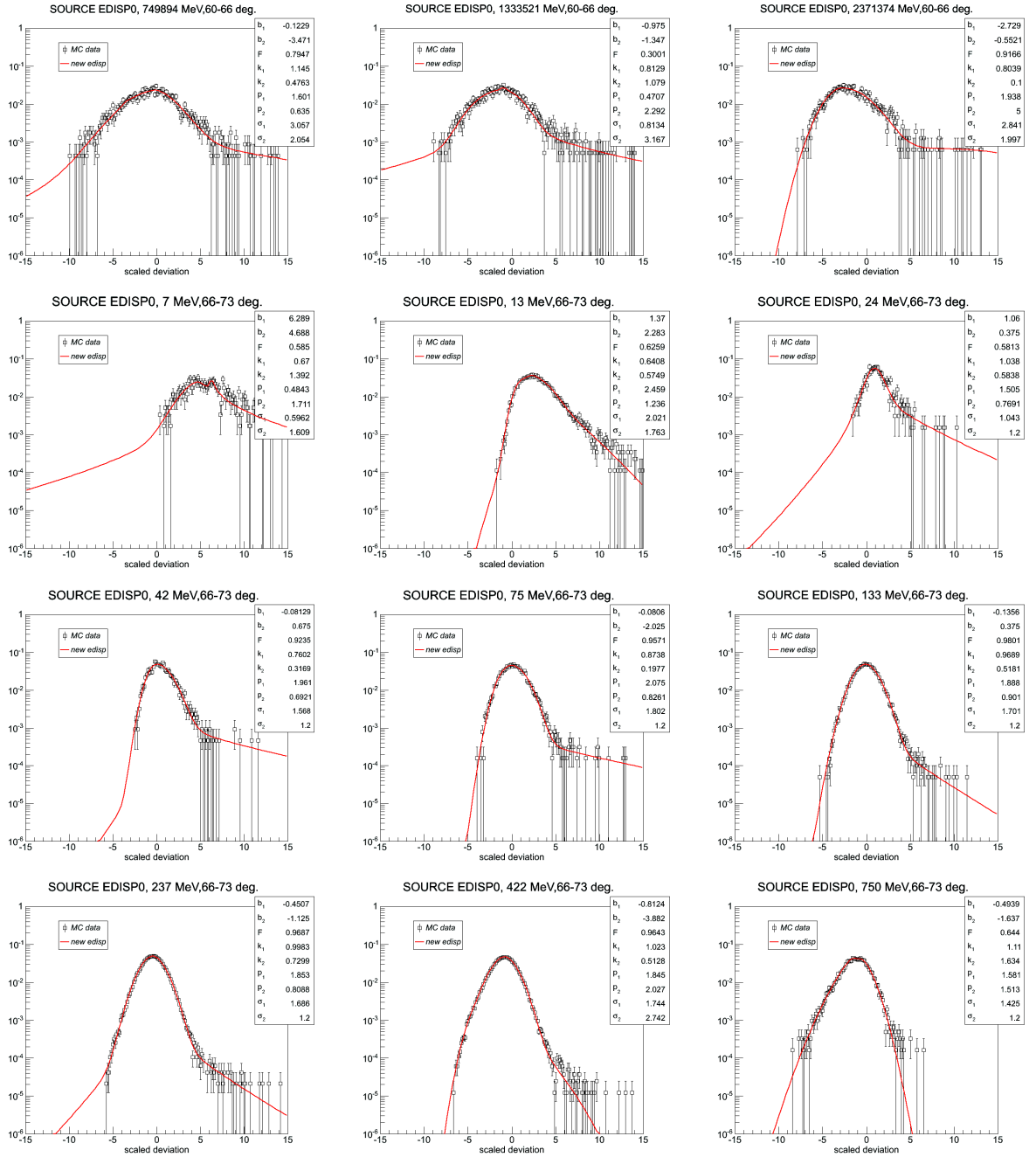


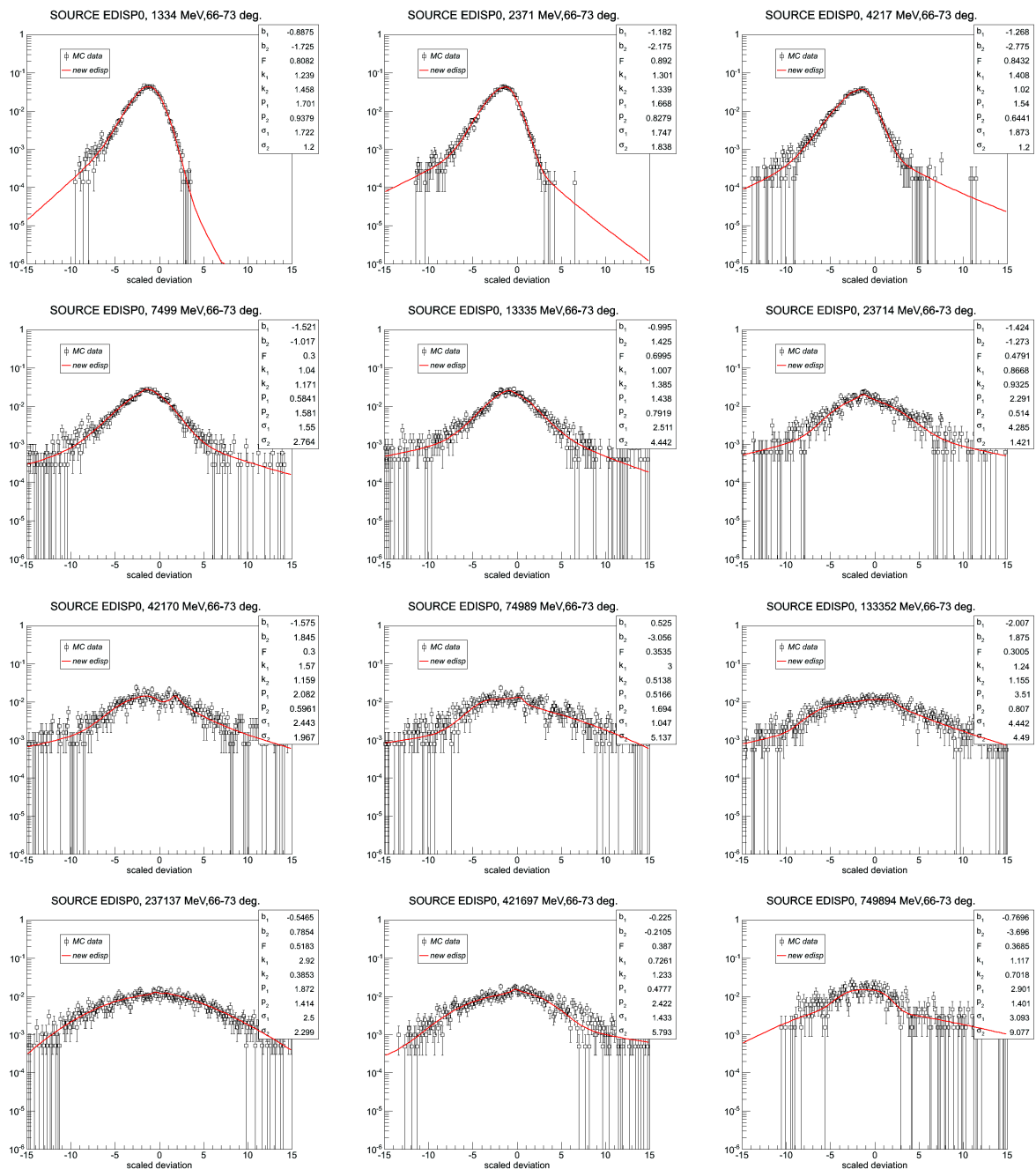


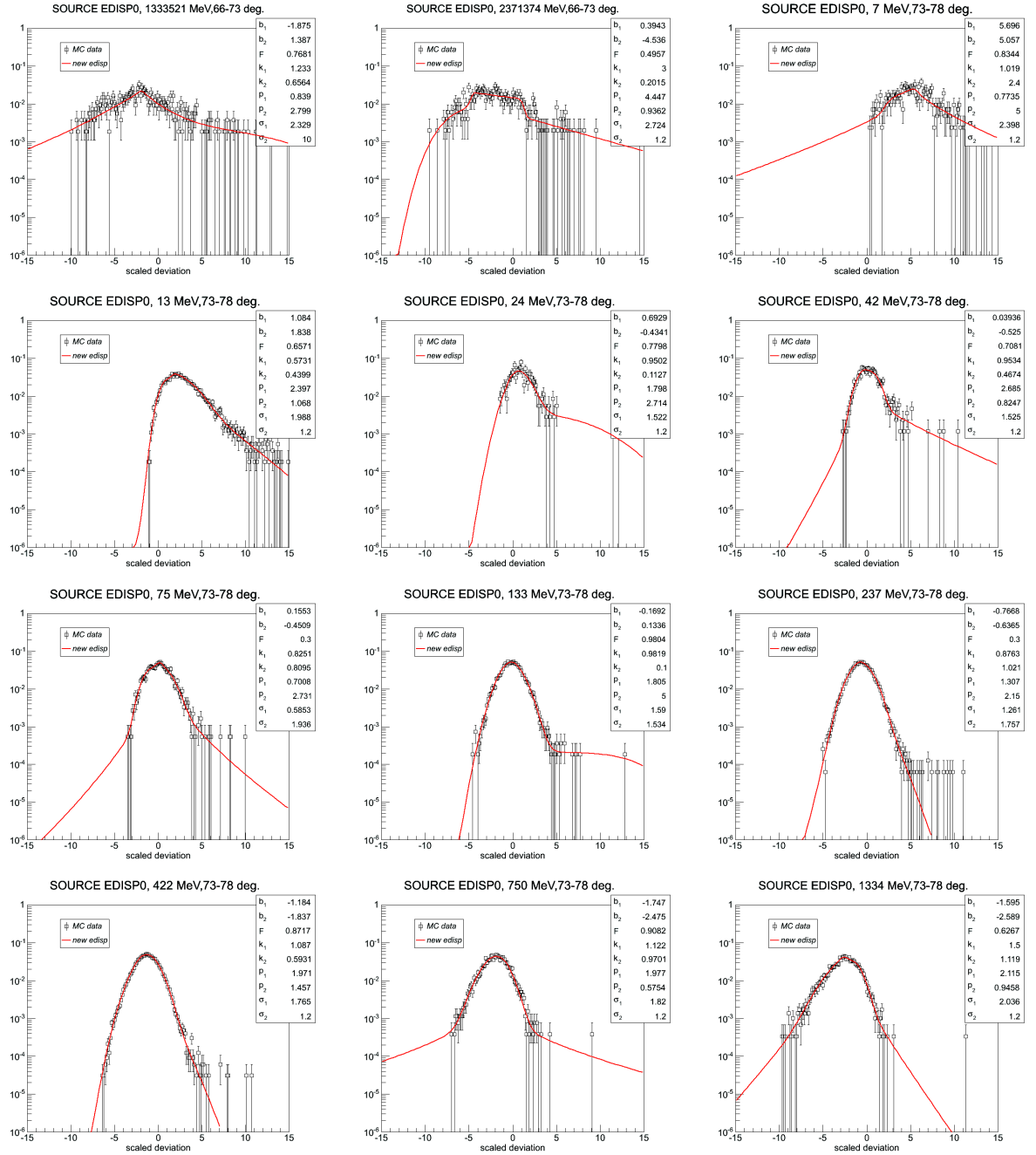


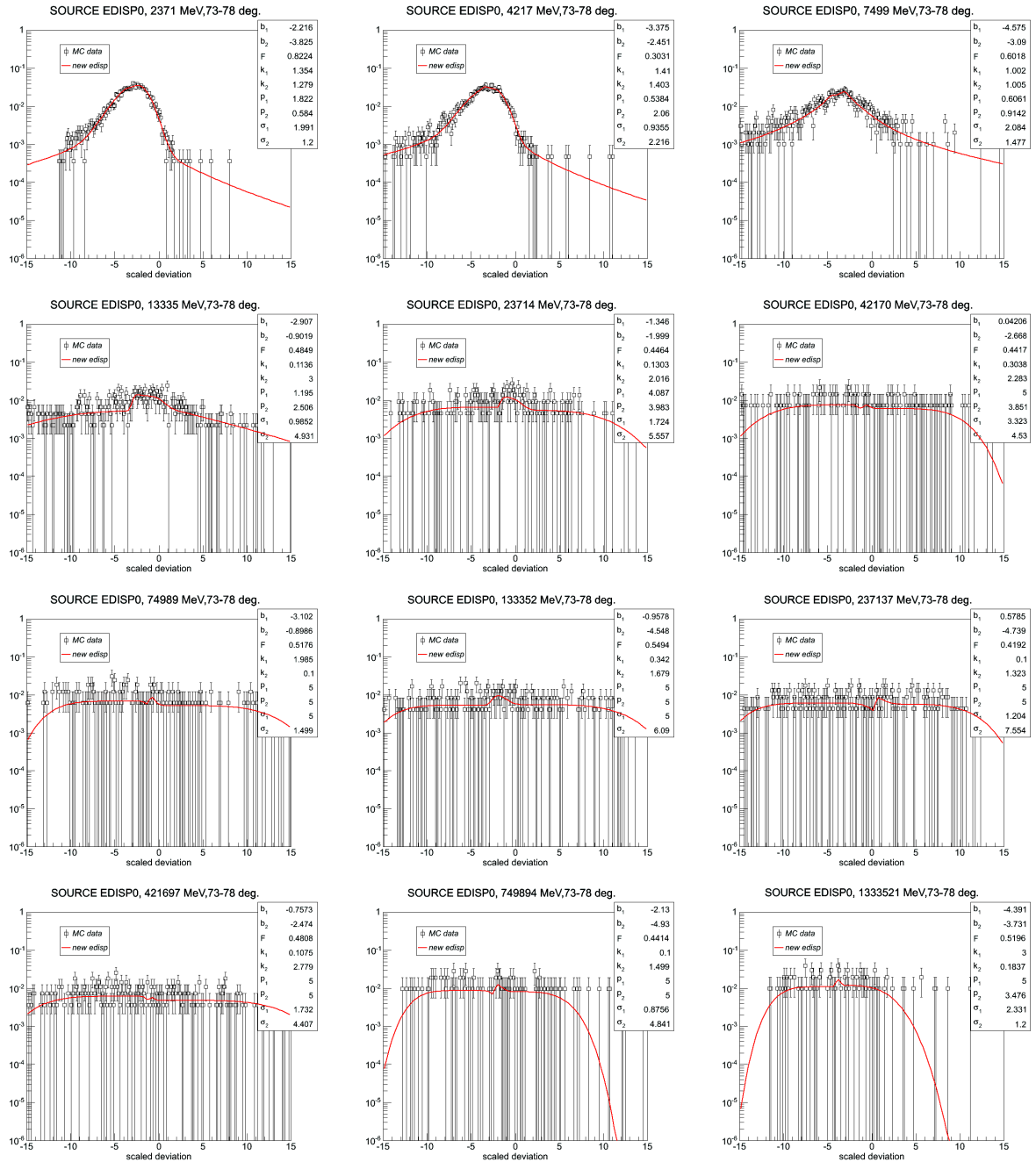


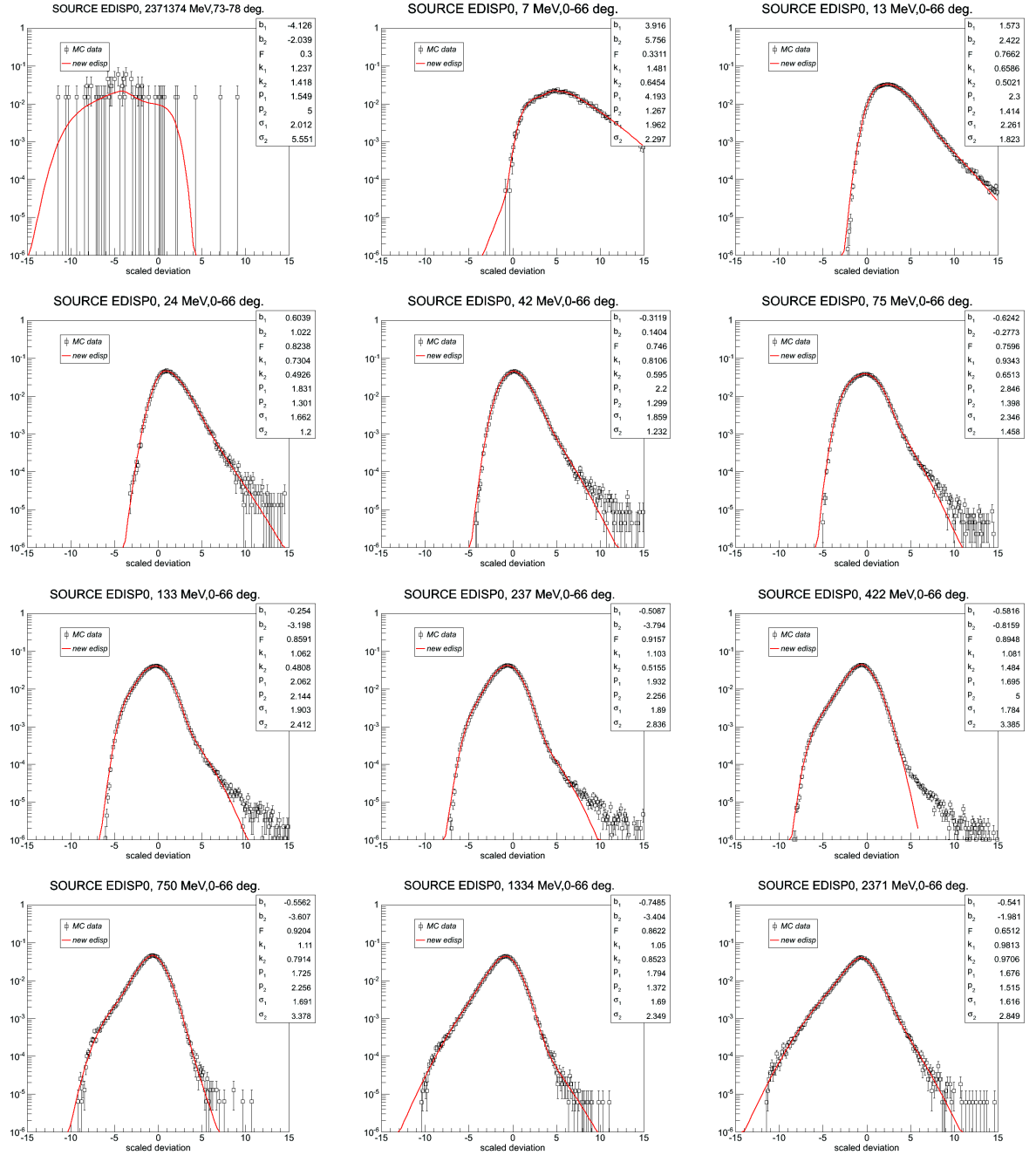


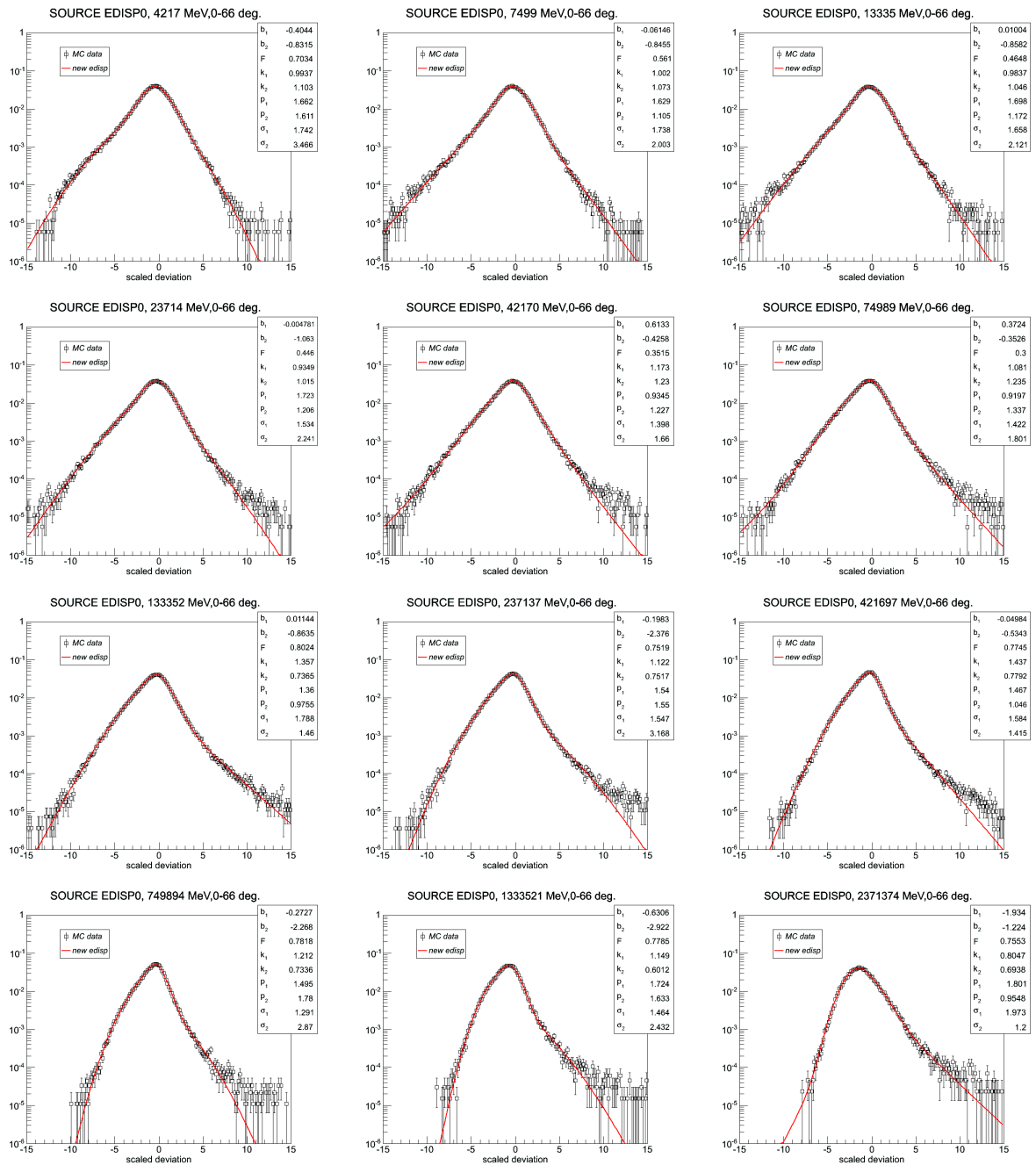




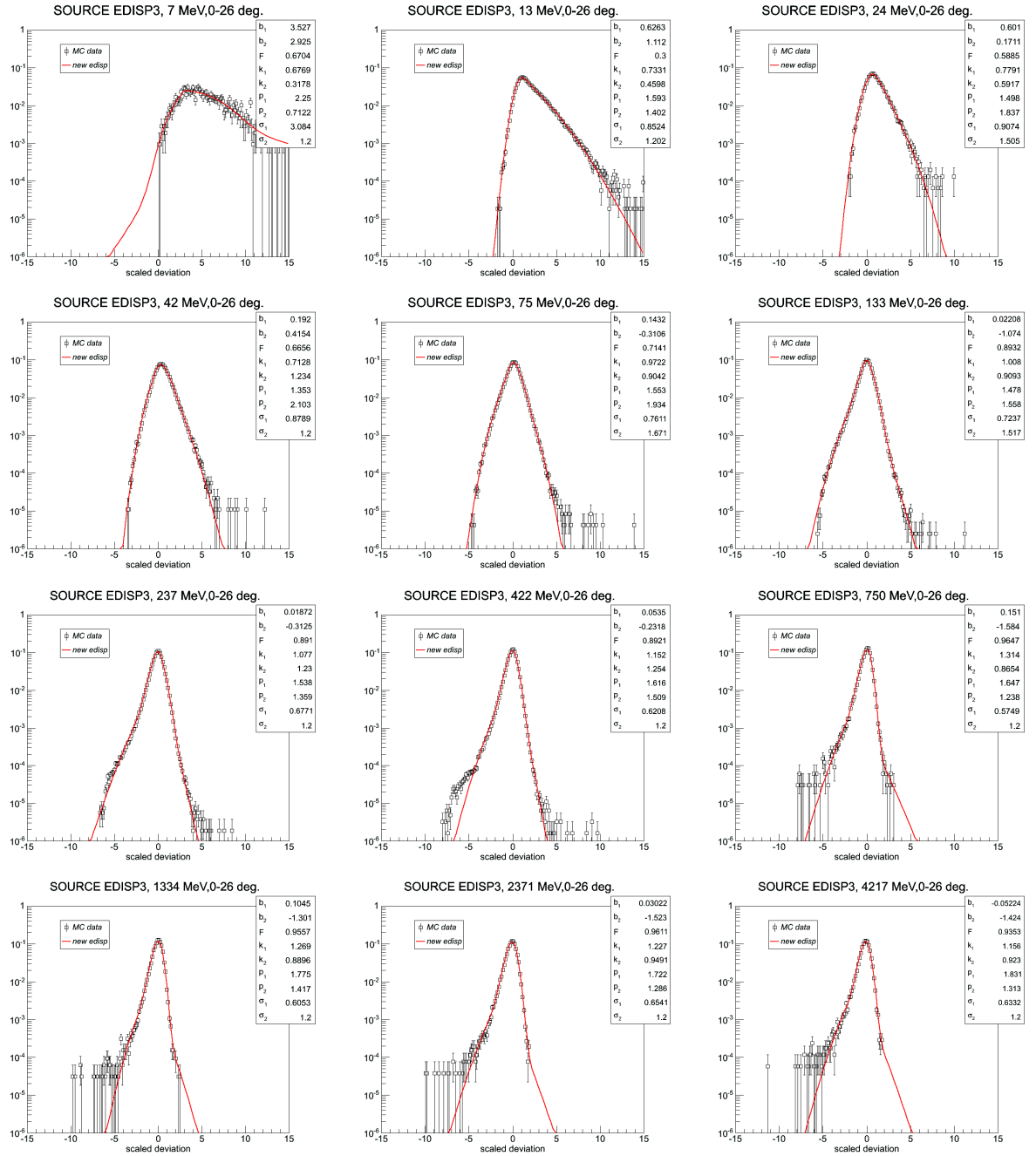


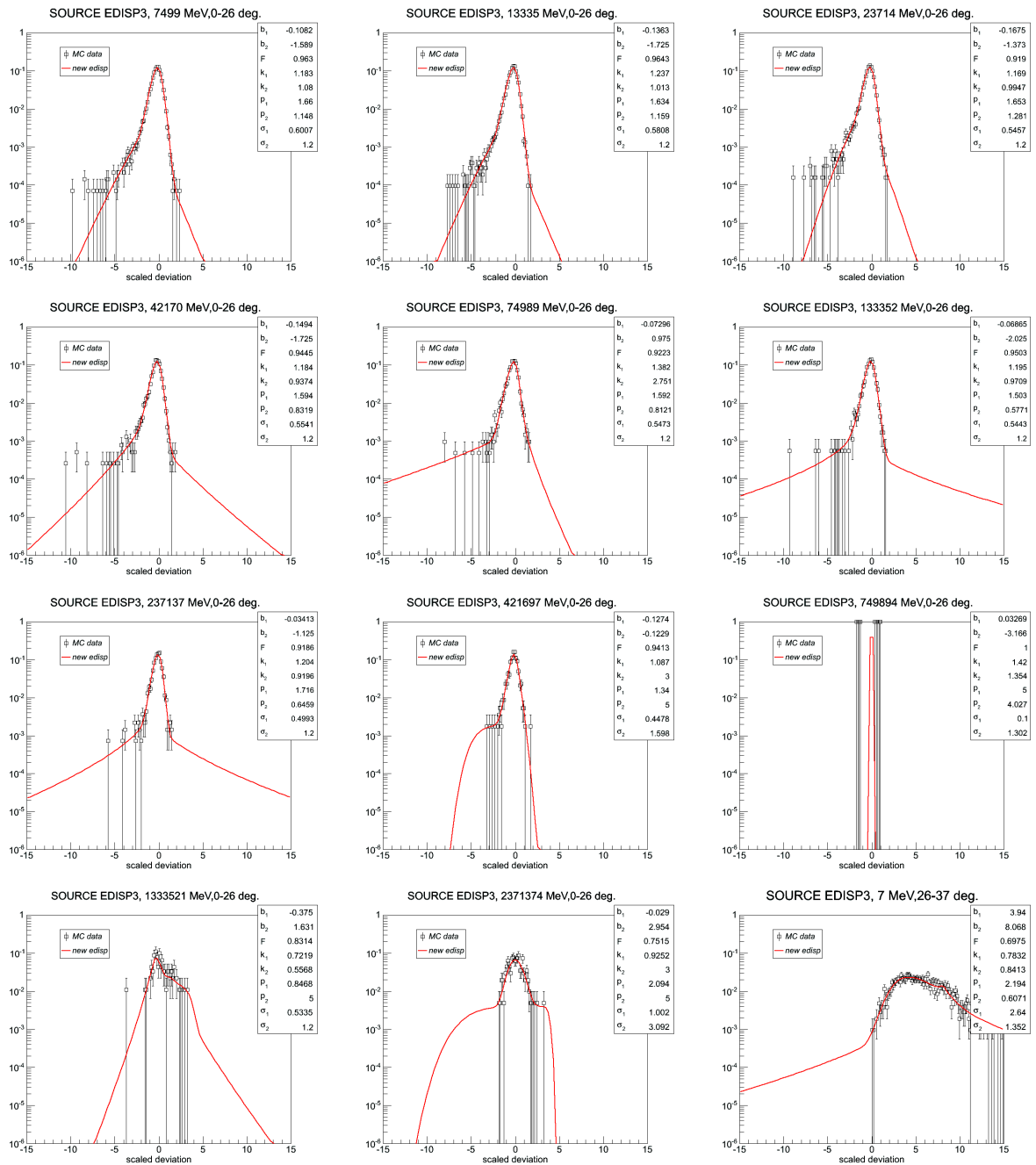


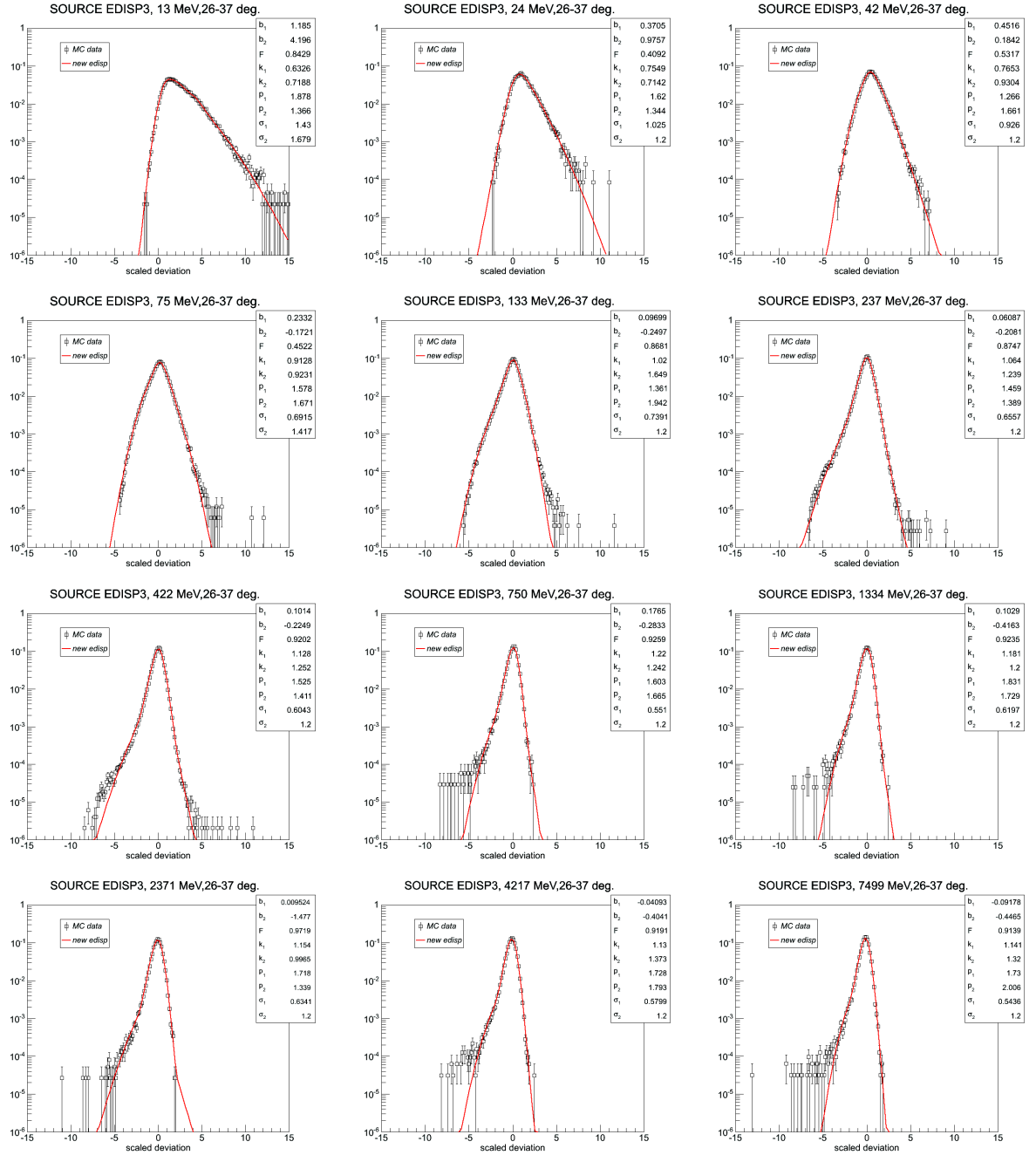


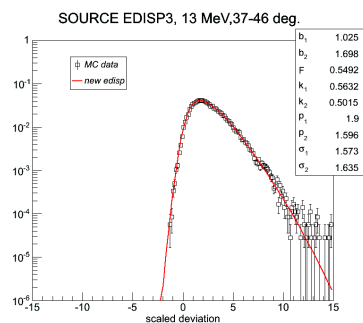
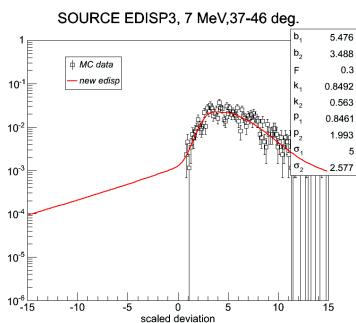
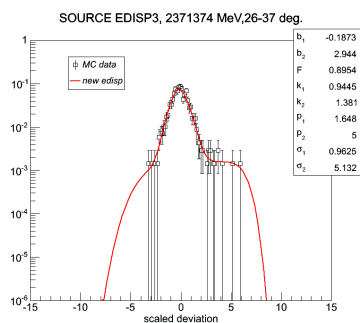
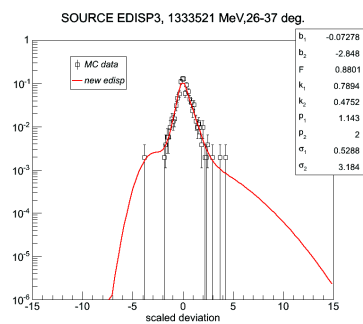
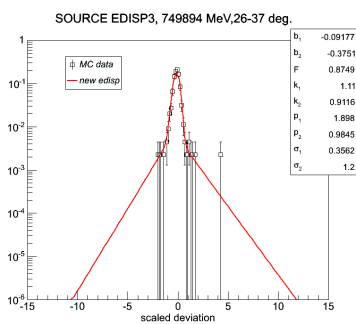
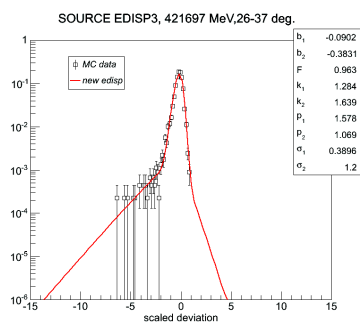
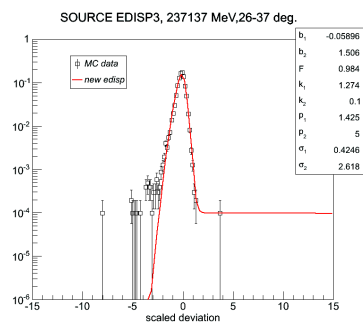
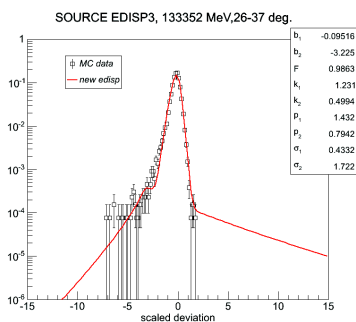
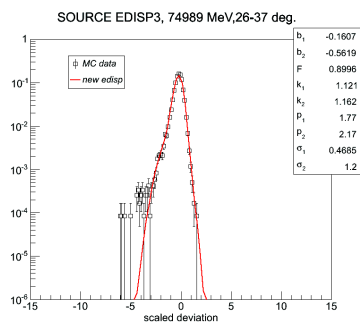
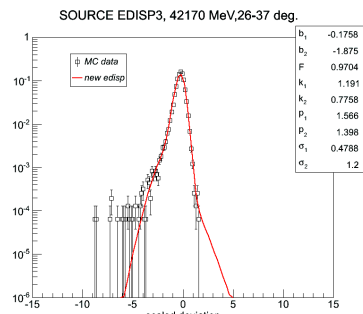
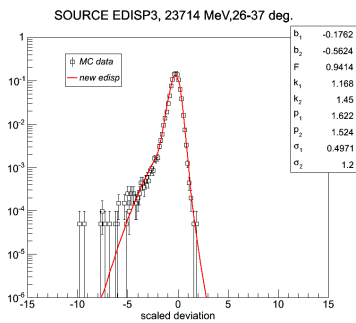
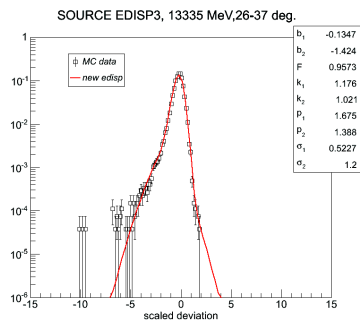


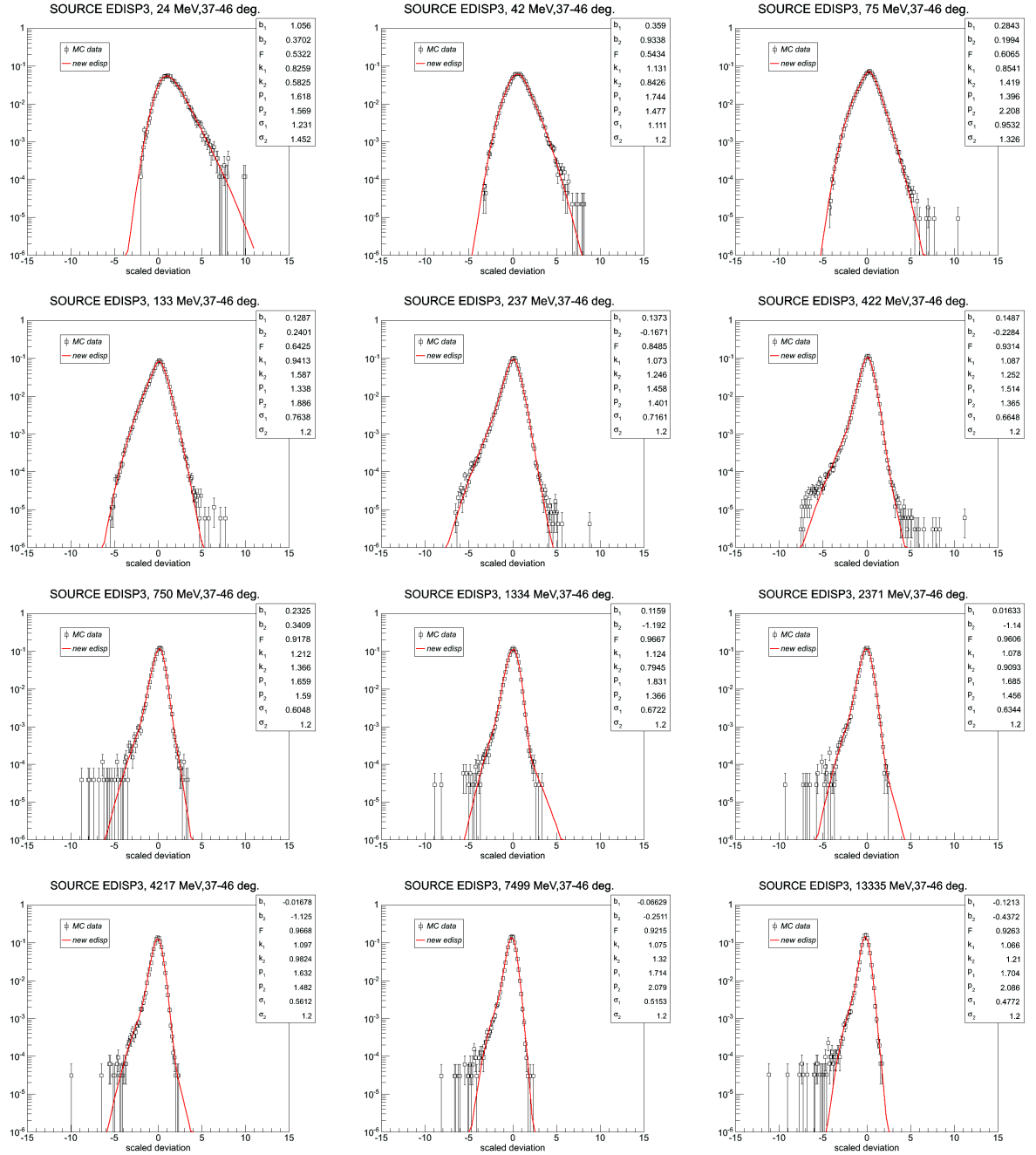
SOURCE EDISP3

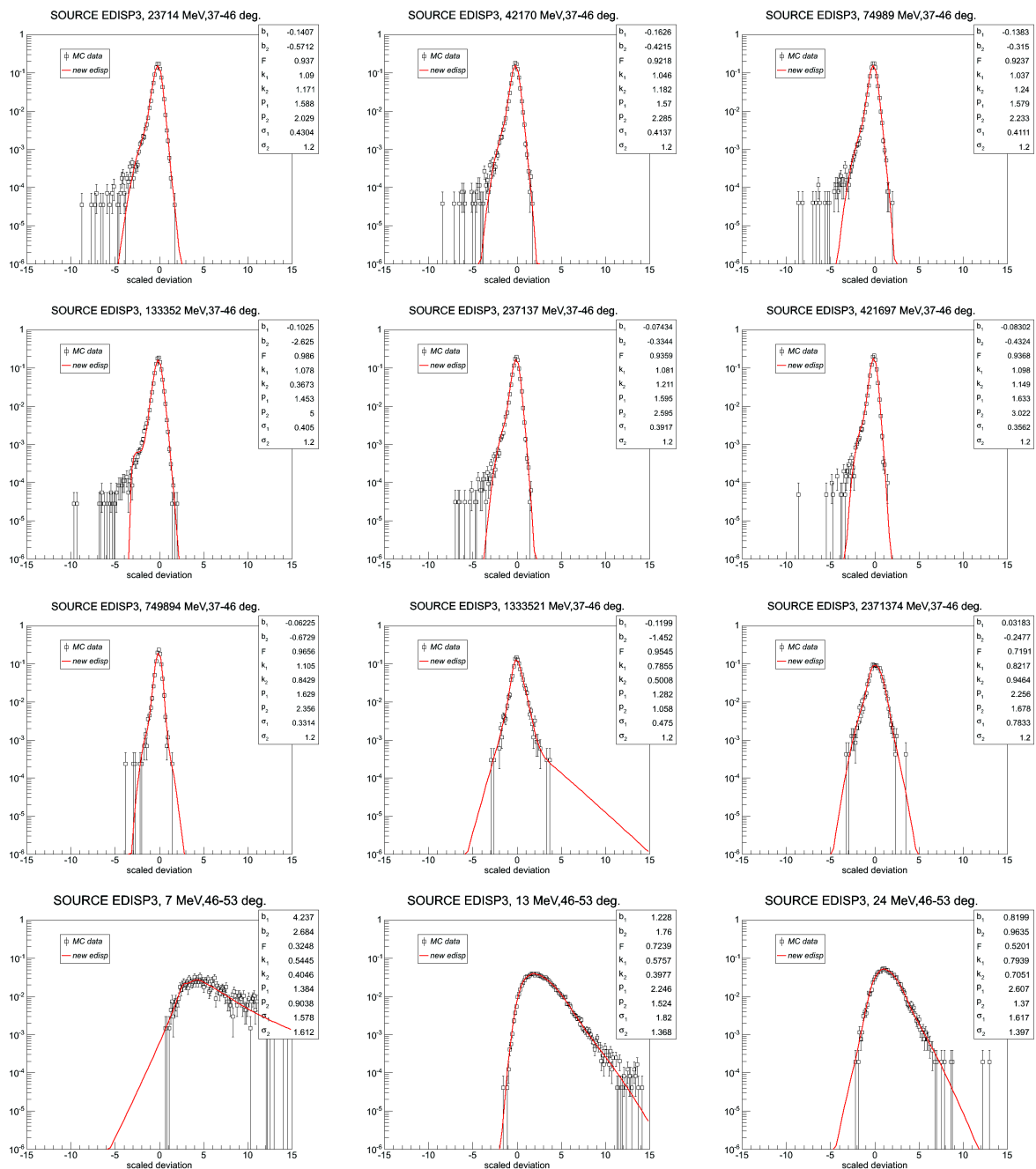


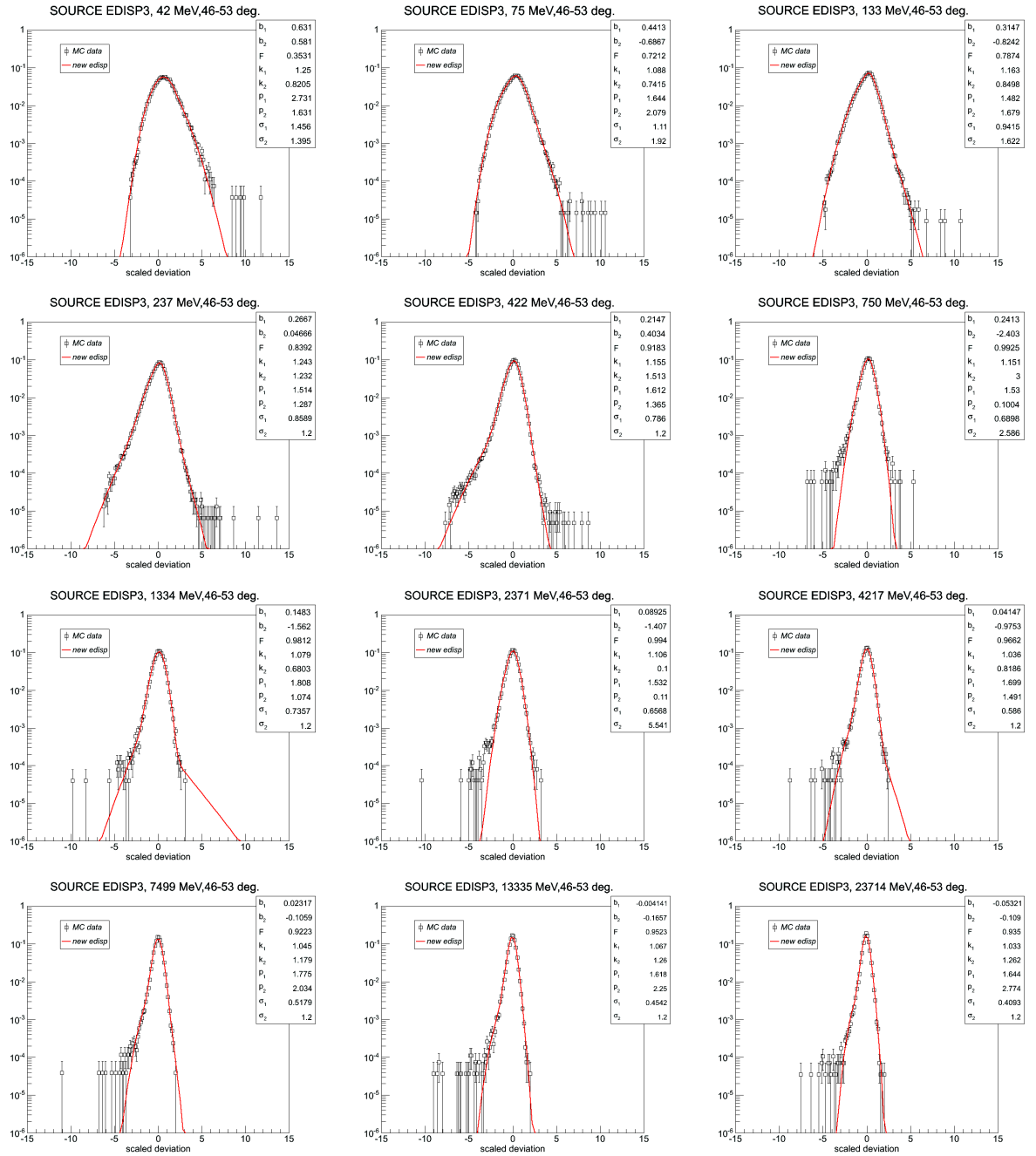


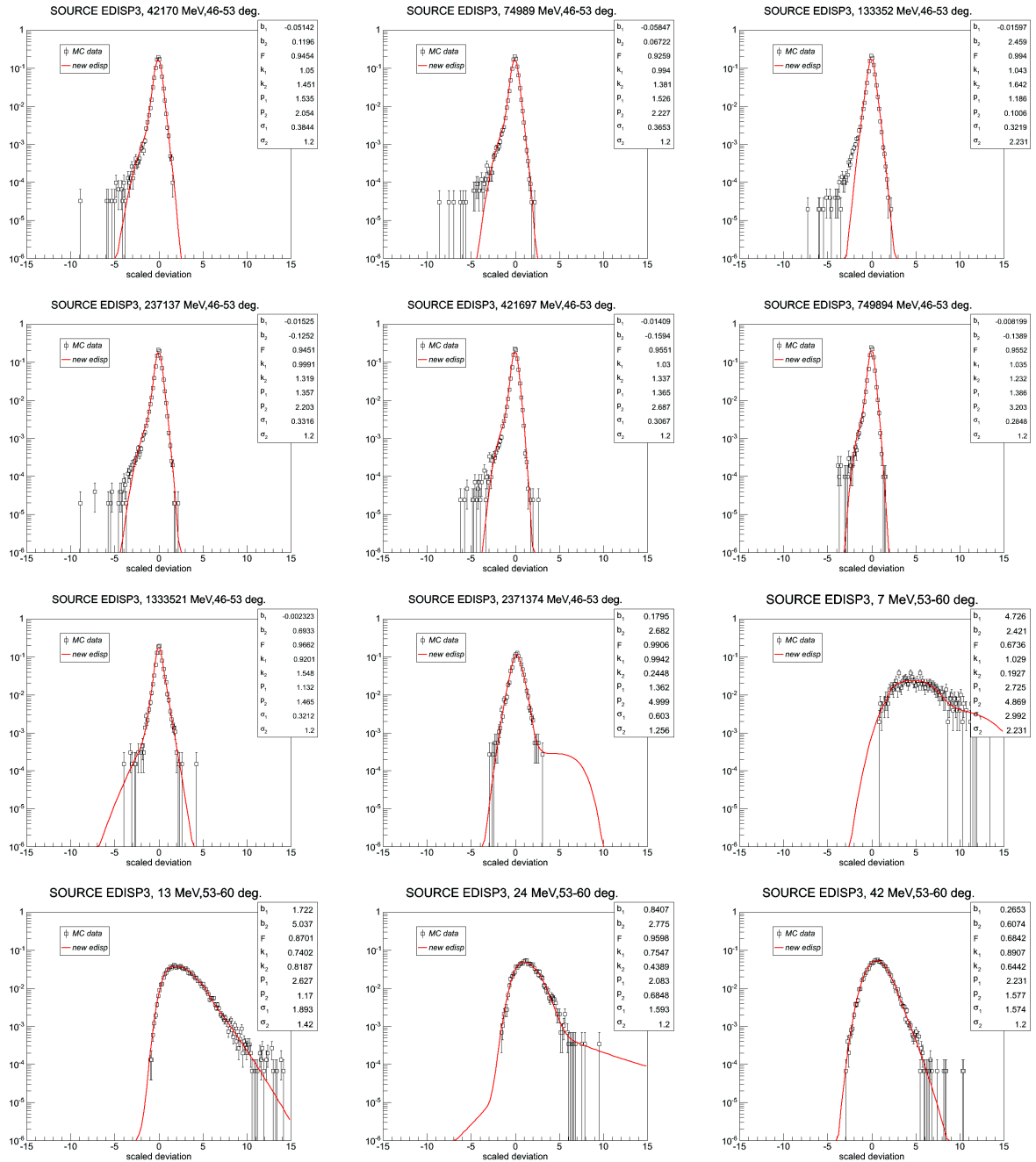


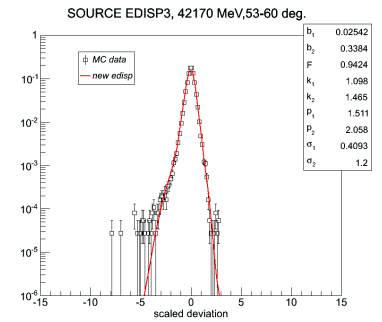
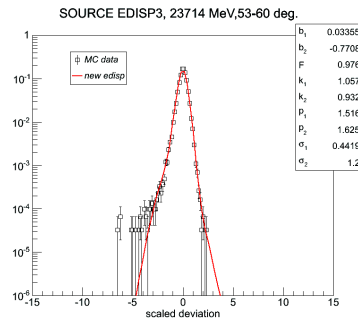
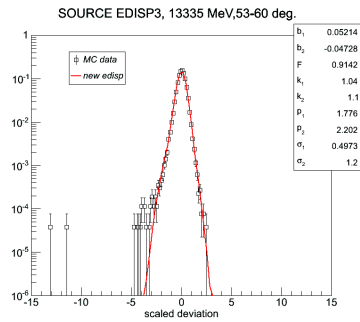
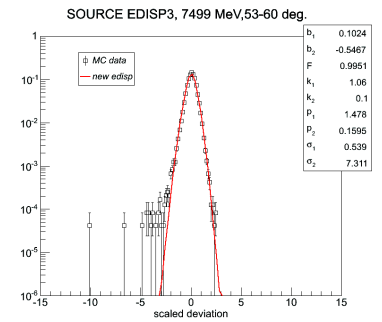
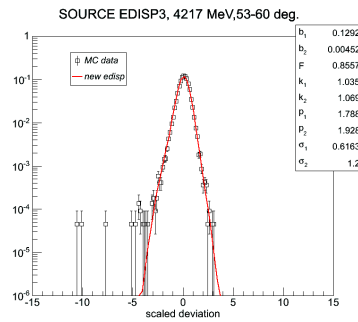
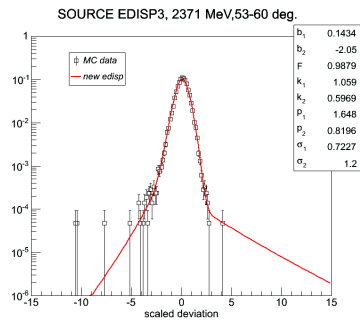
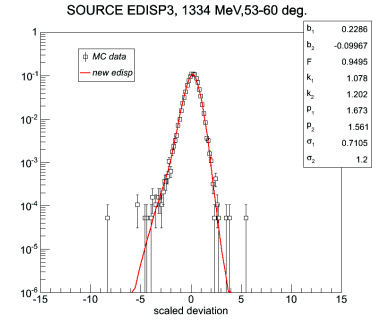
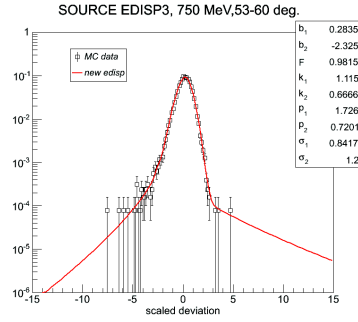
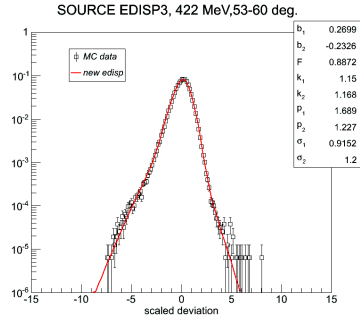
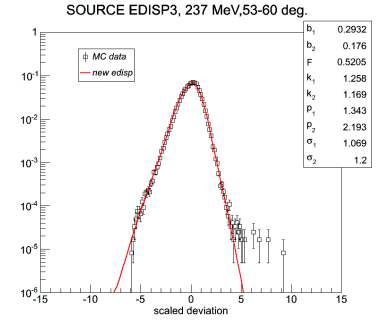
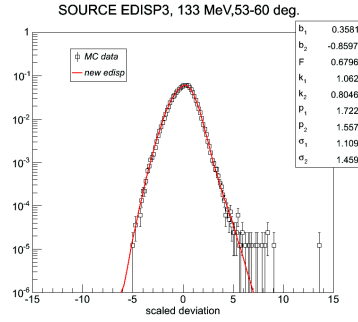
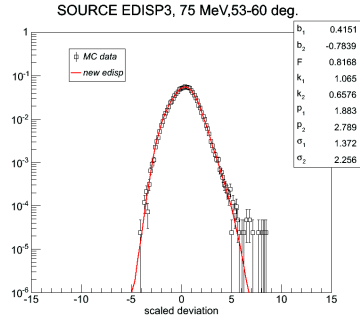


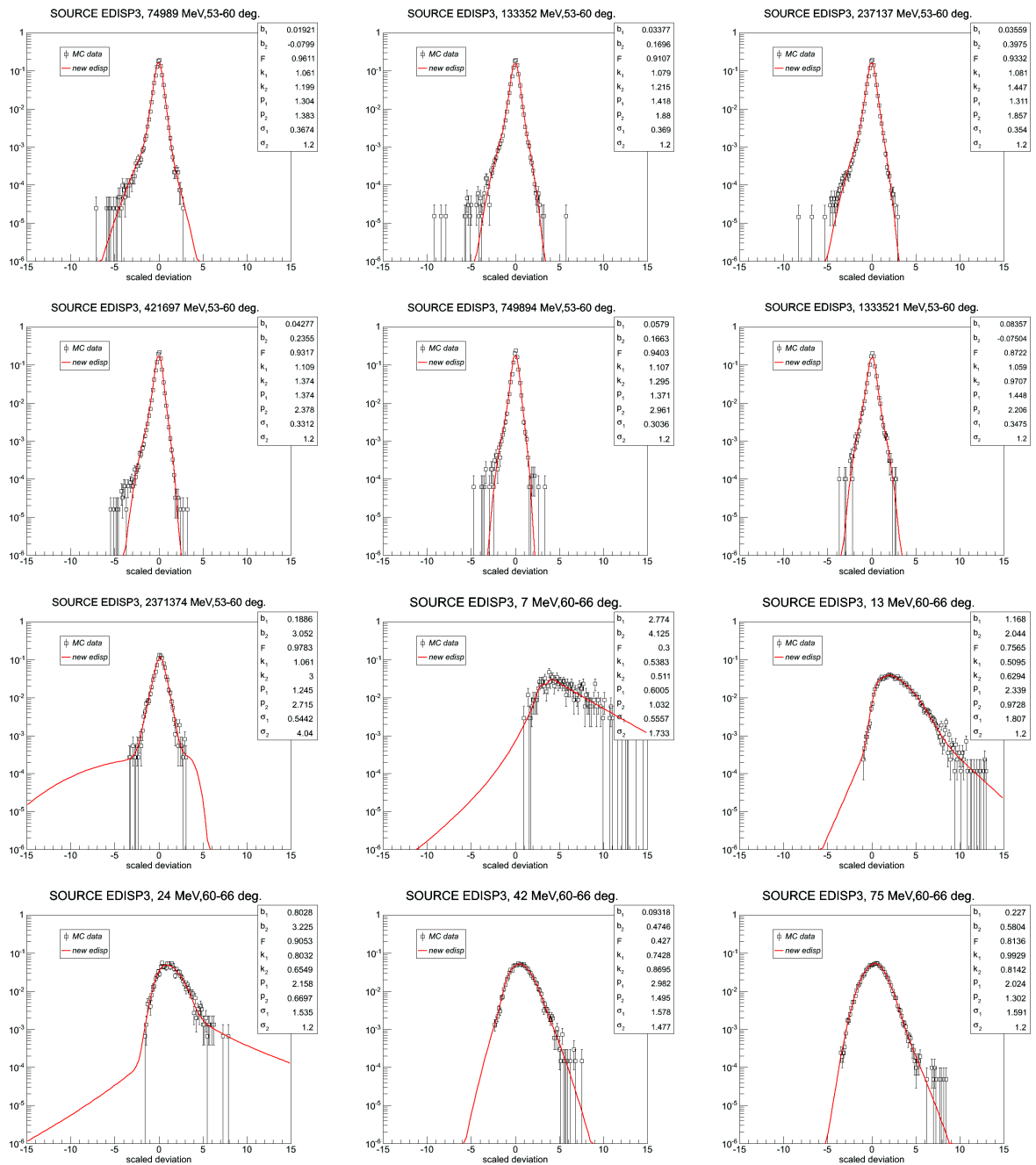


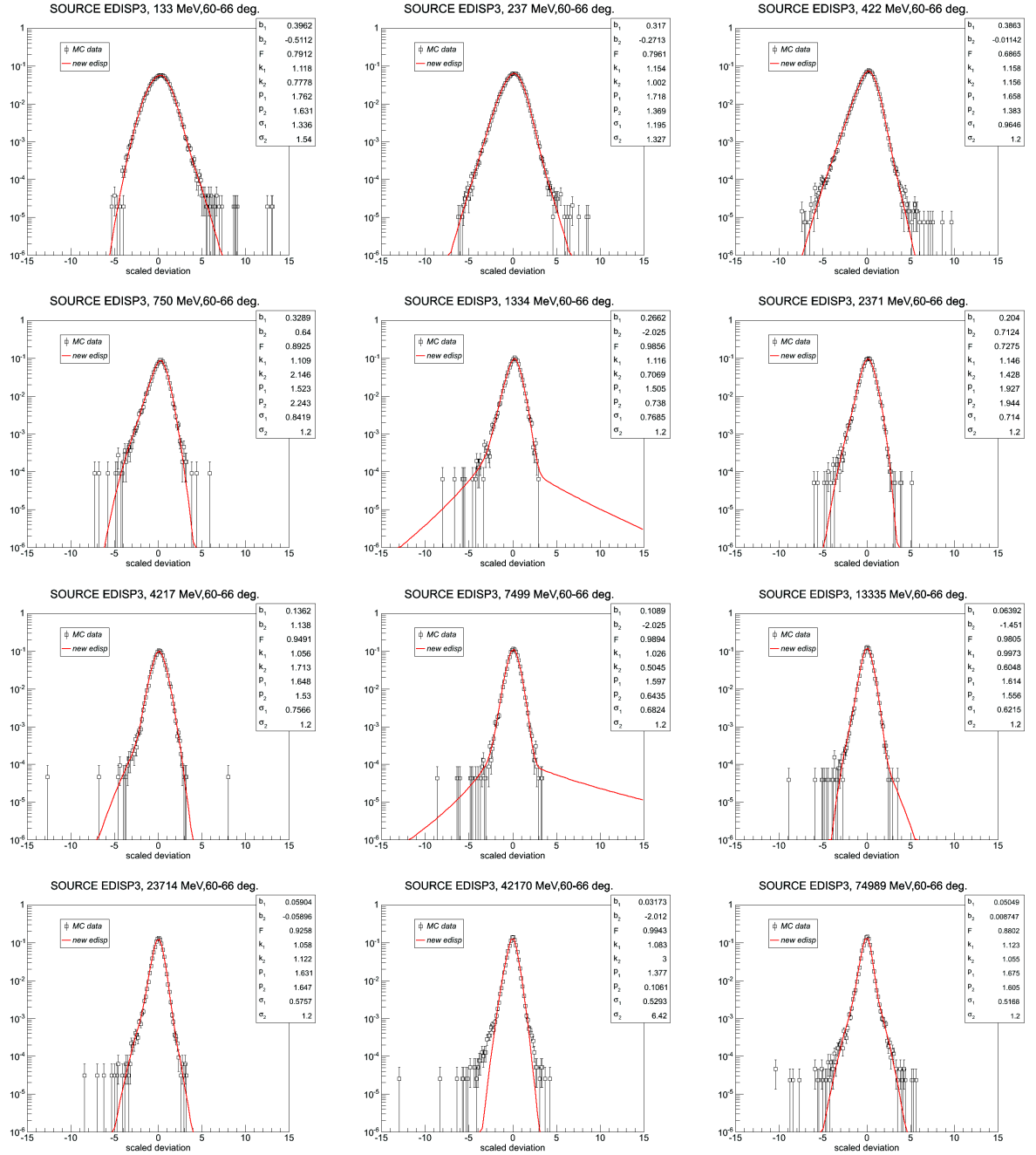


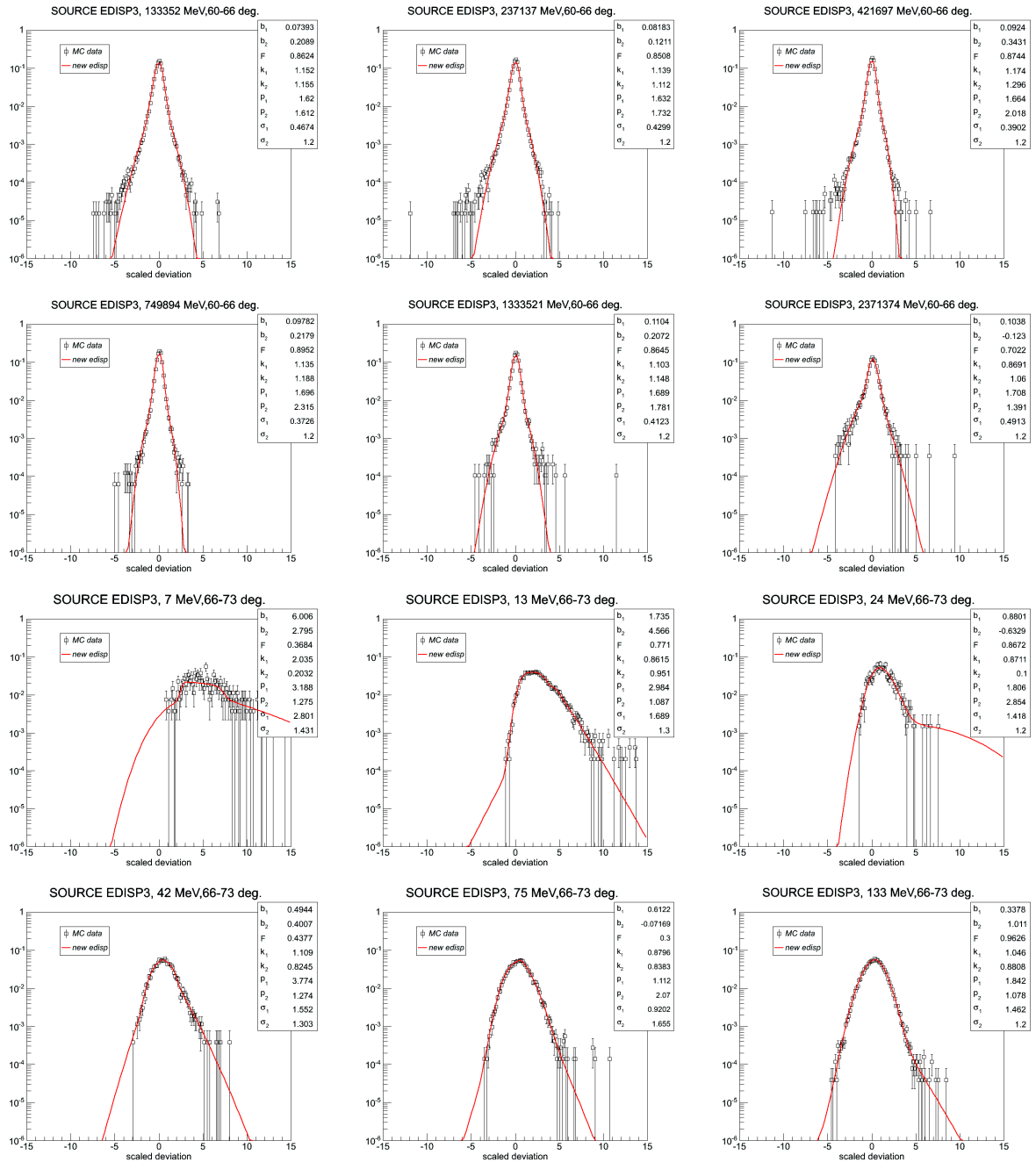


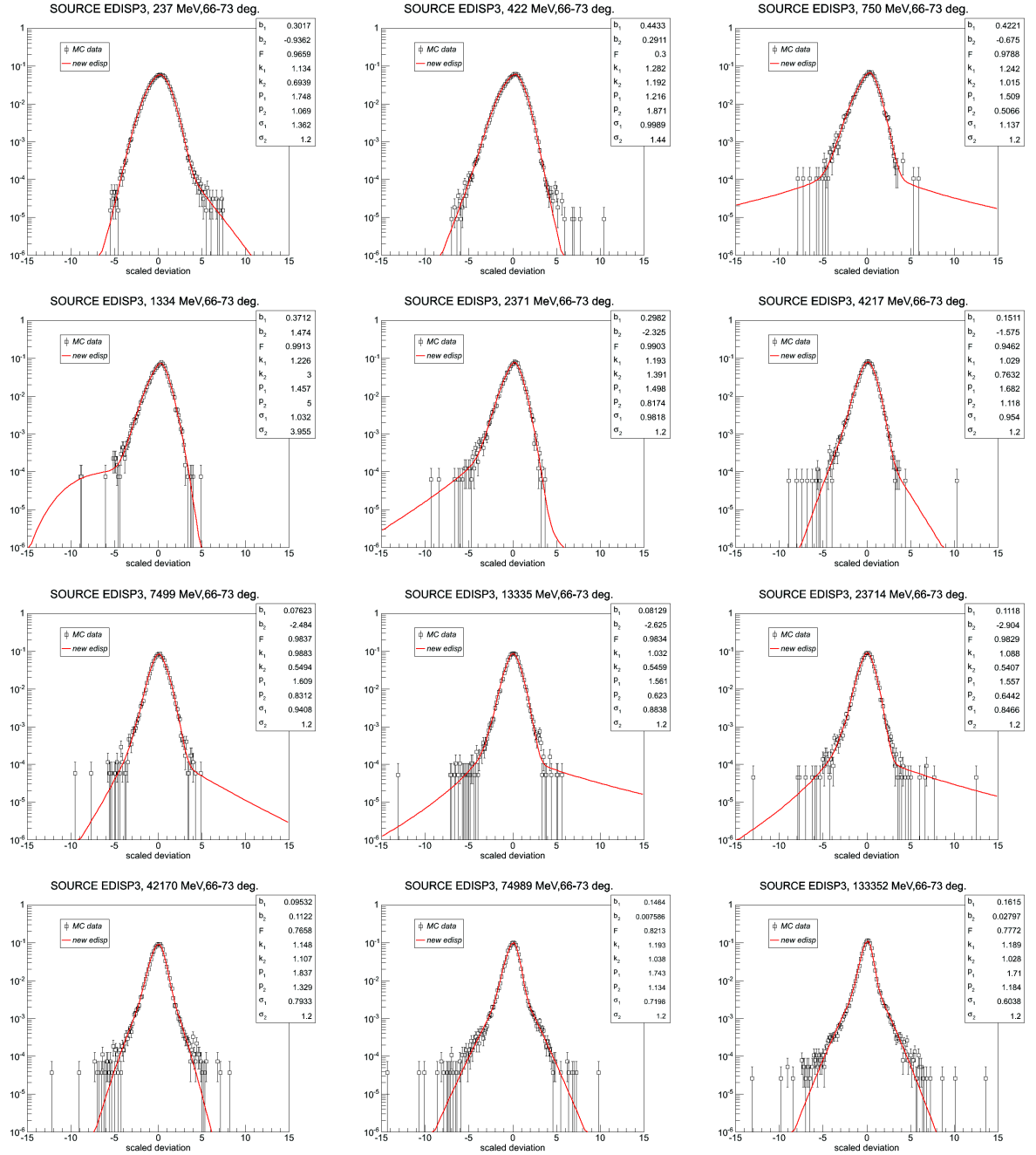


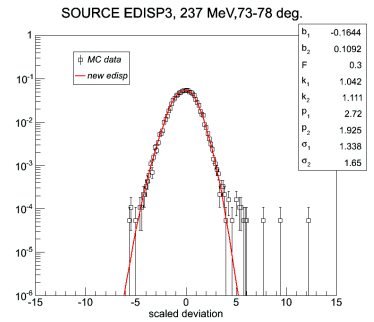
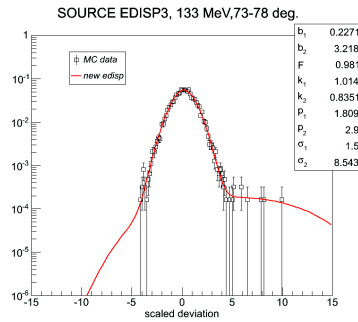
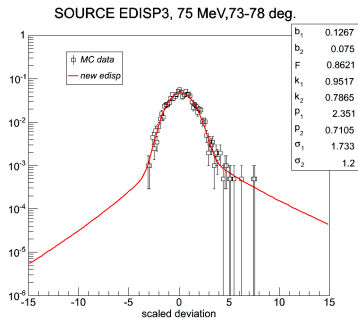
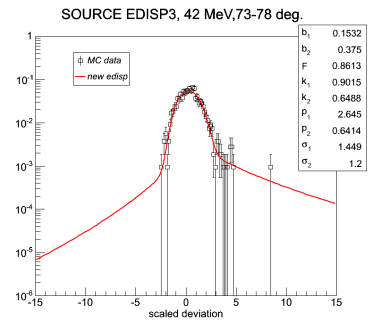
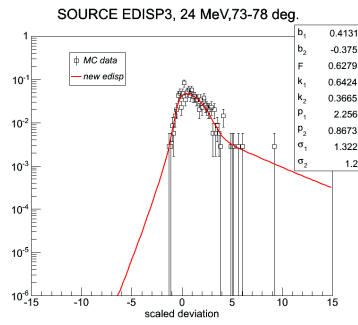
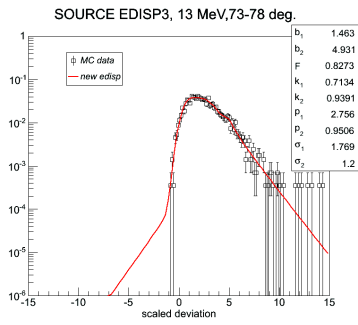
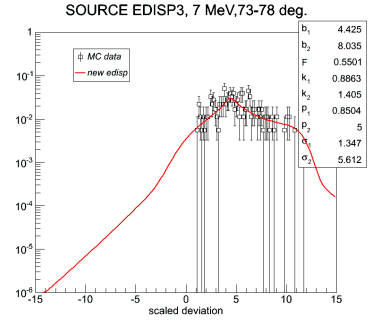
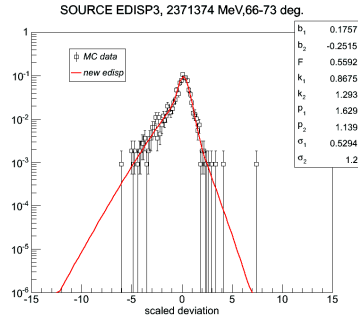
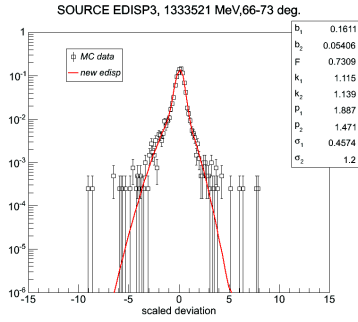
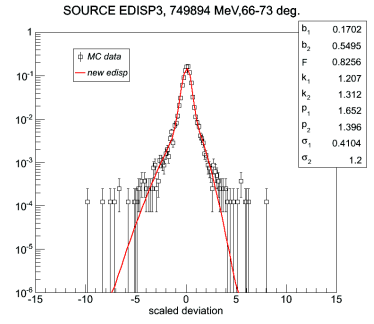
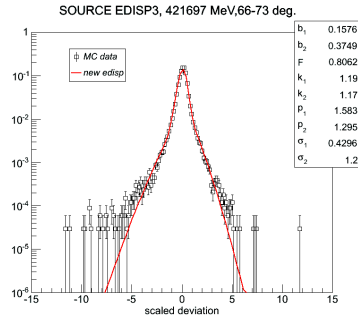
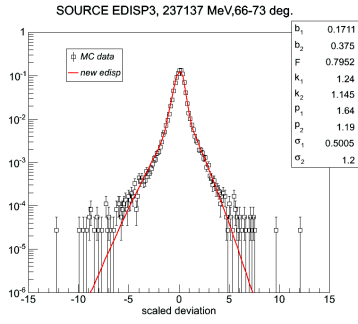


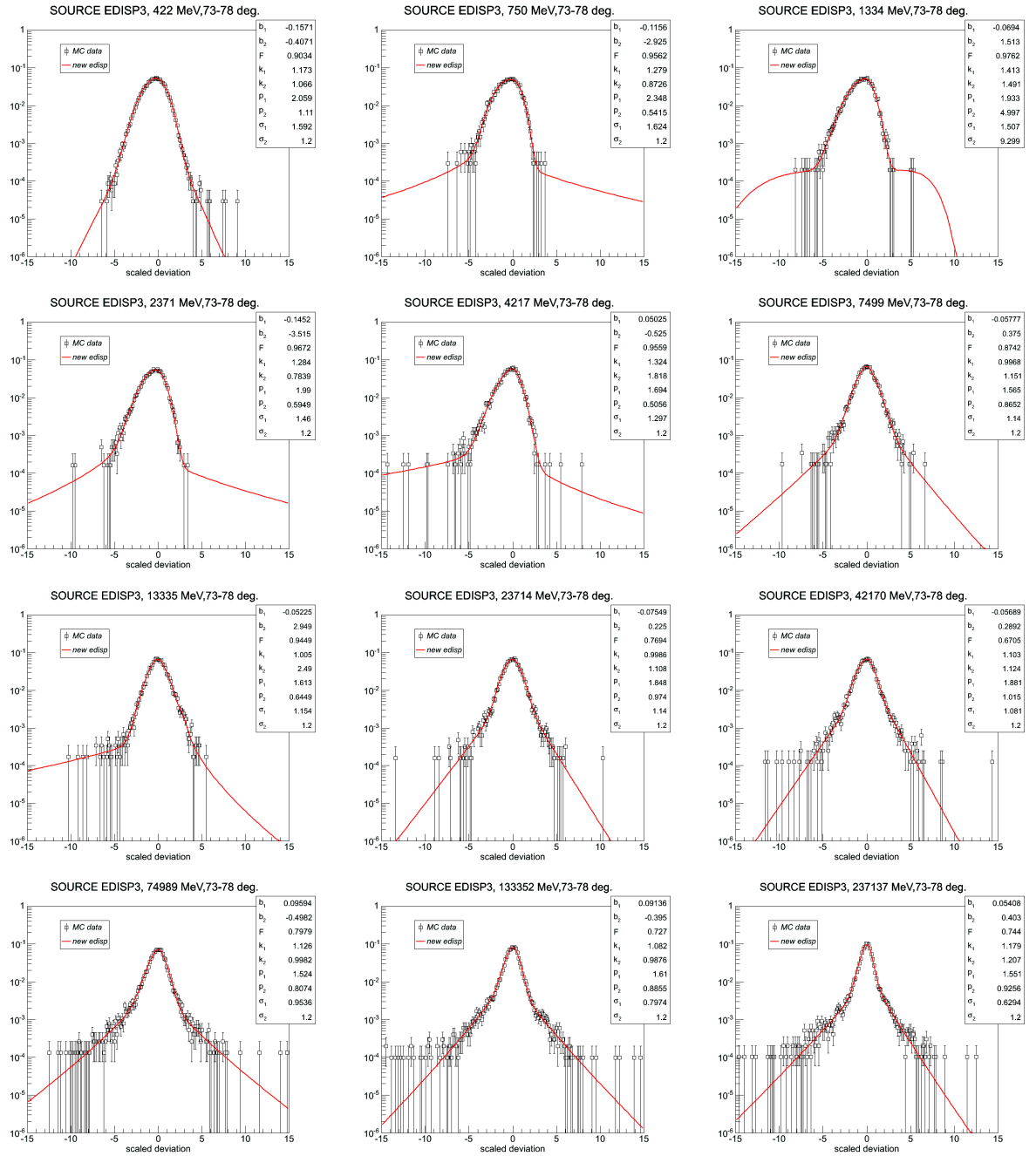


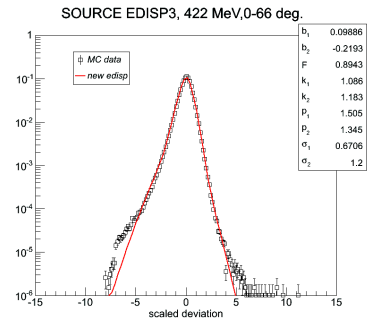
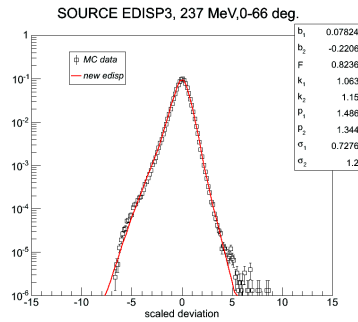
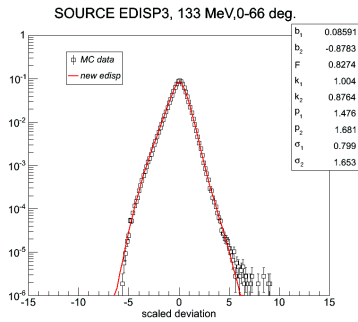
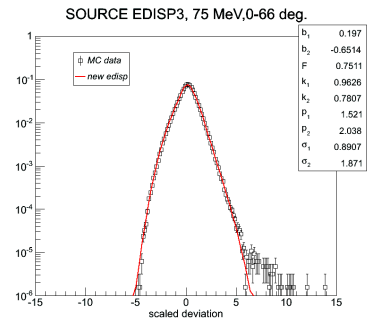
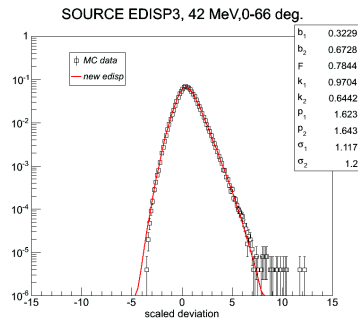
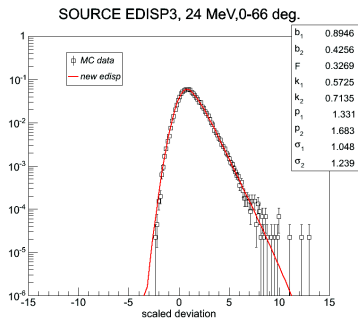
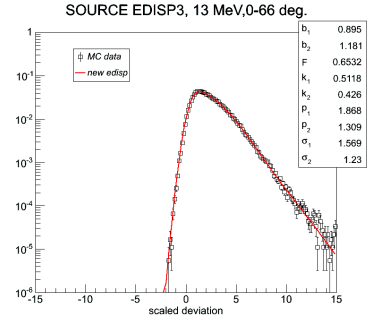
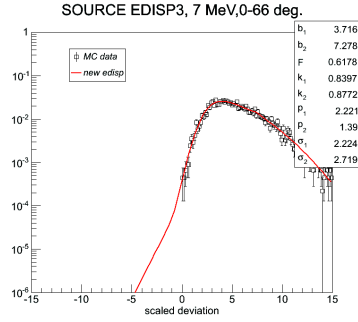
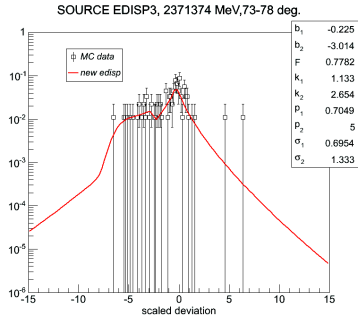
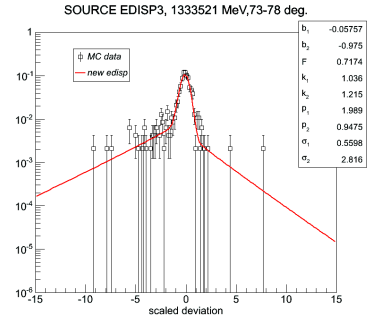
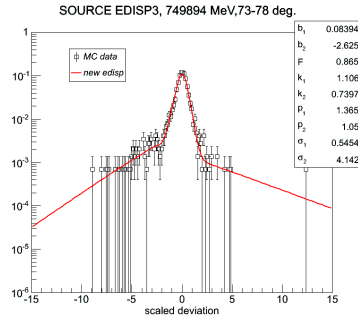
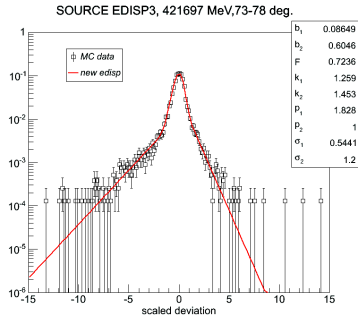


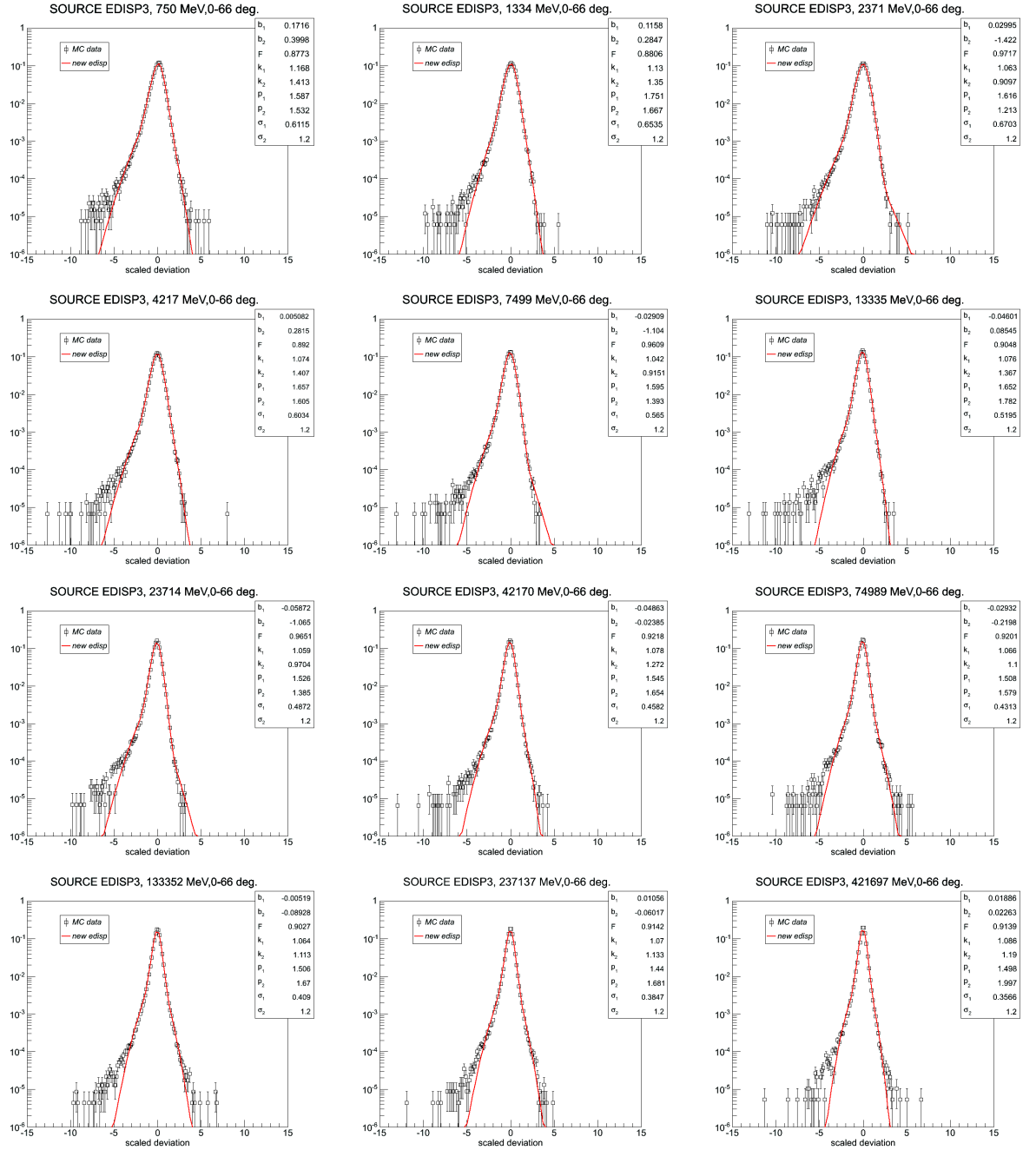


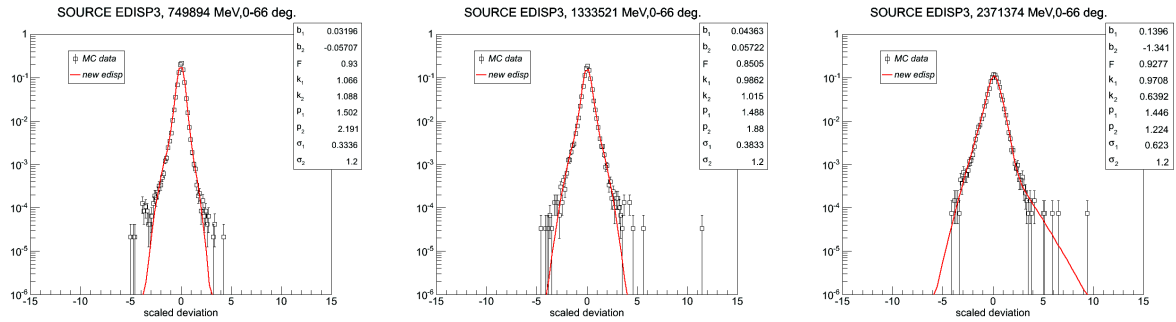




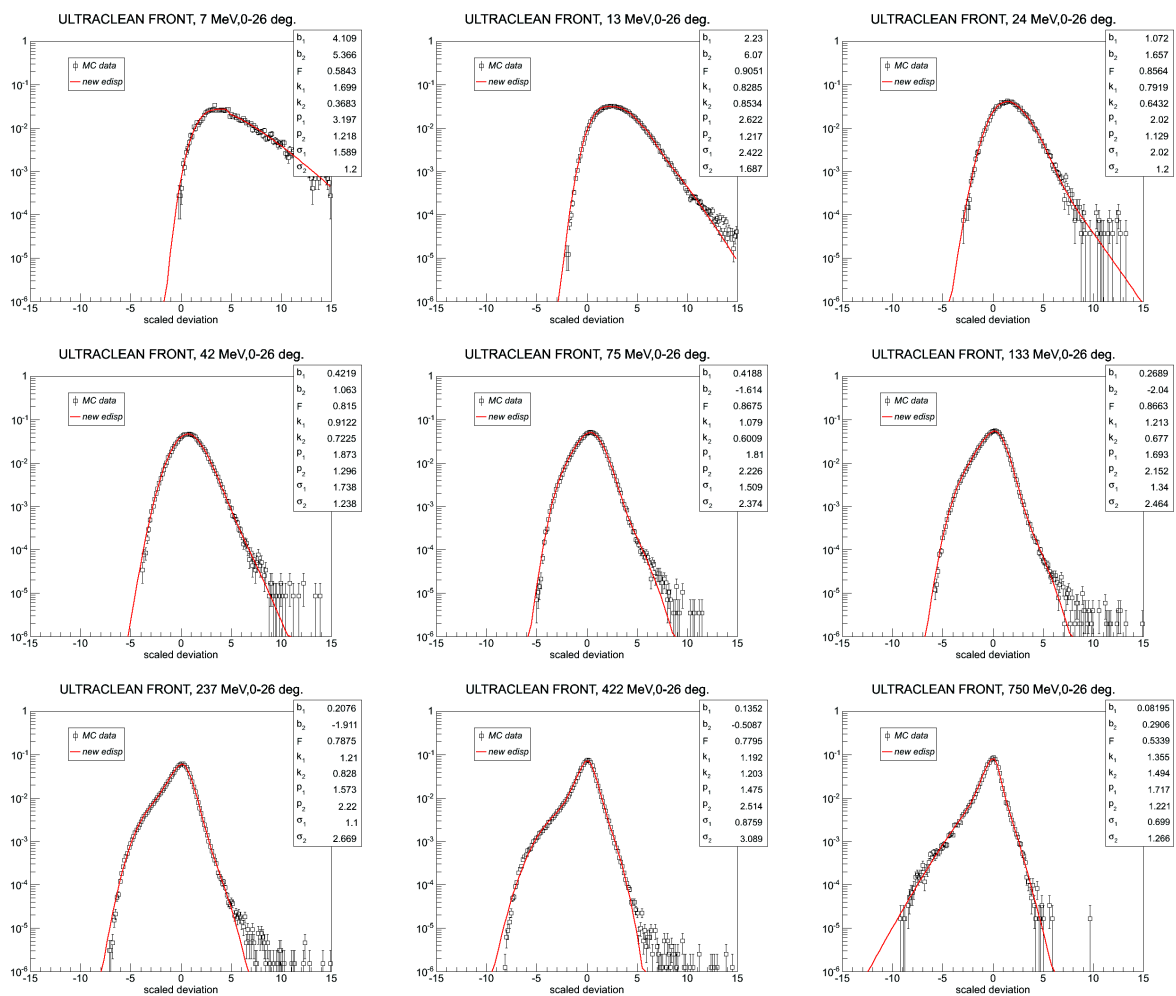


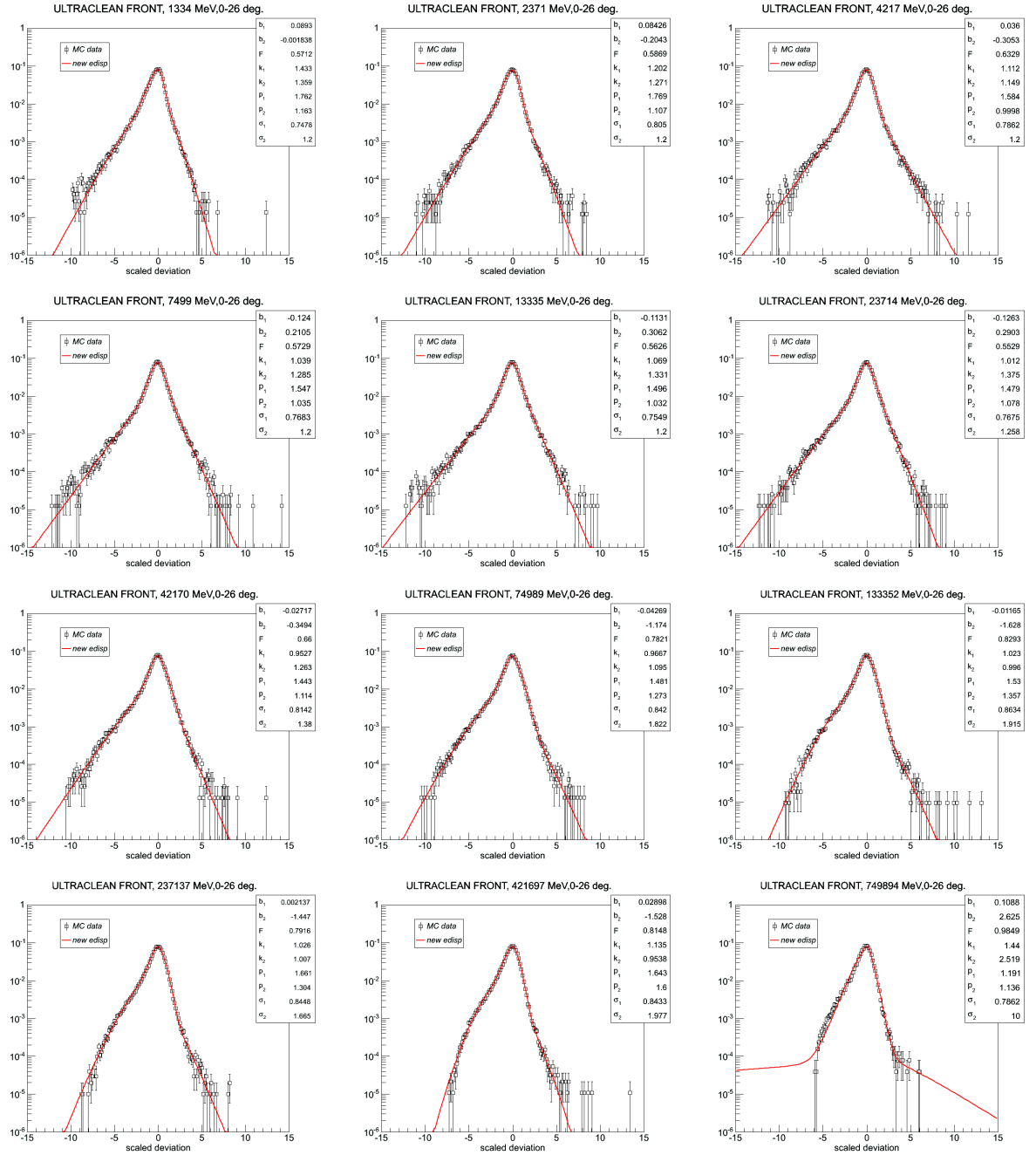


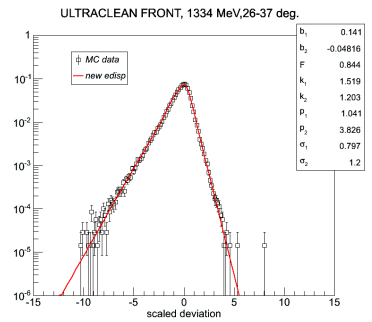
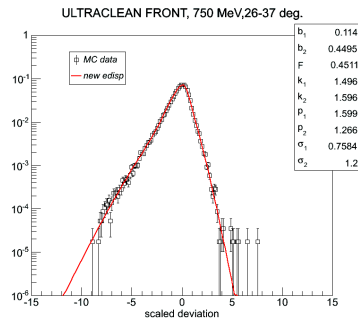
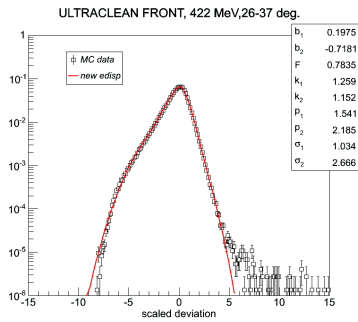
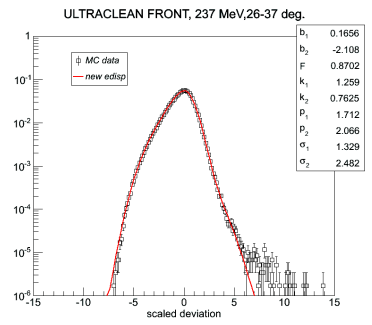
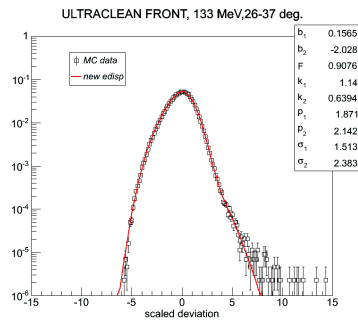
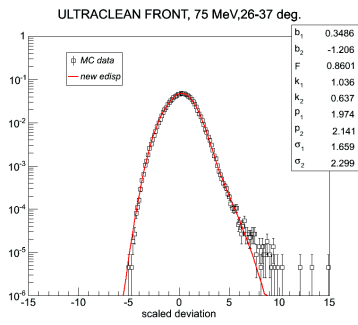
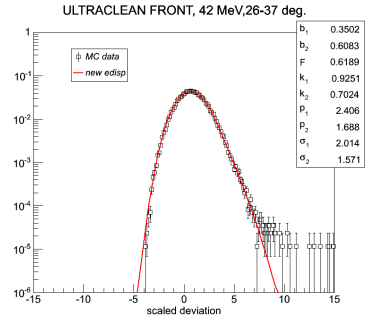
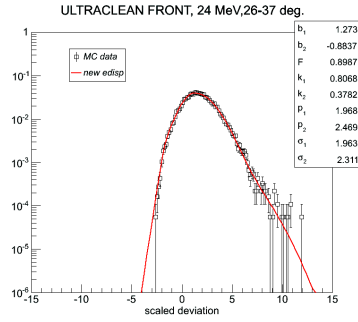
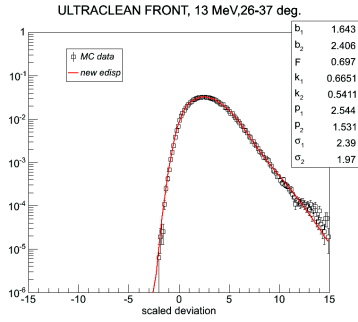
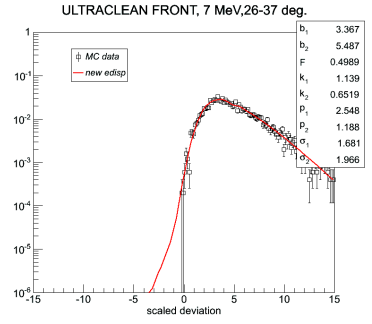
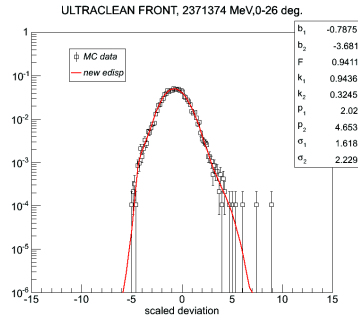
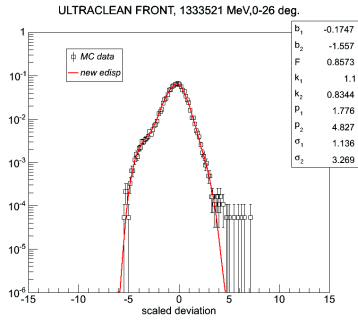


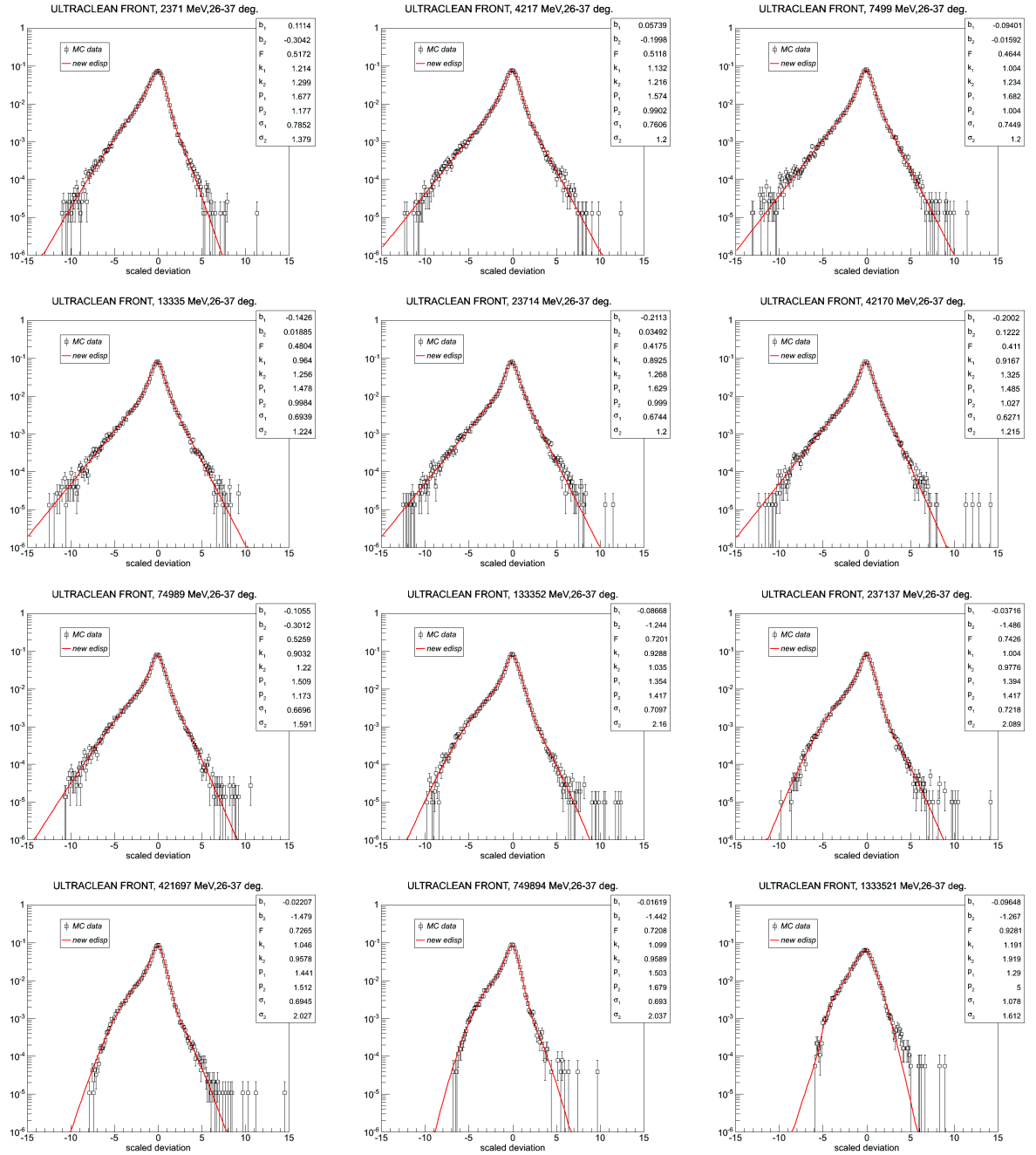


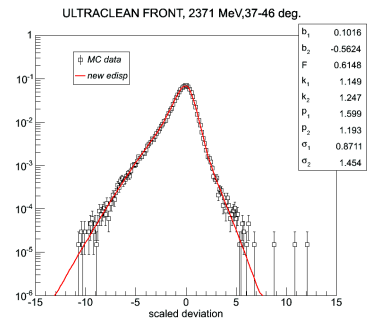
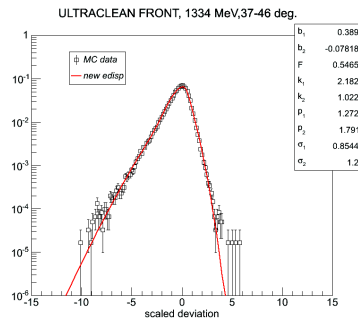
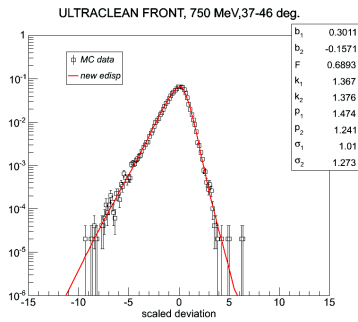
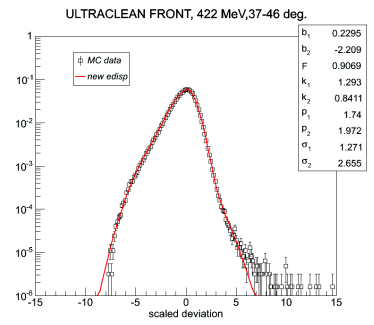
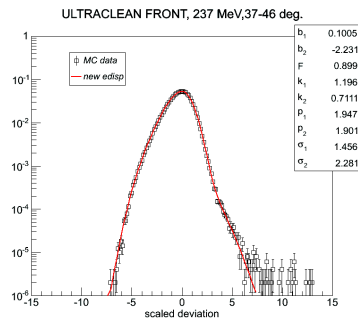
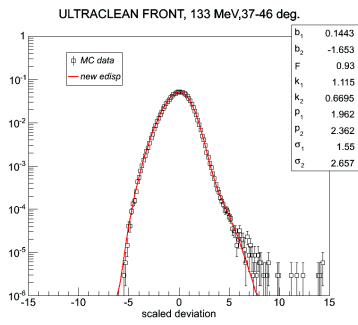
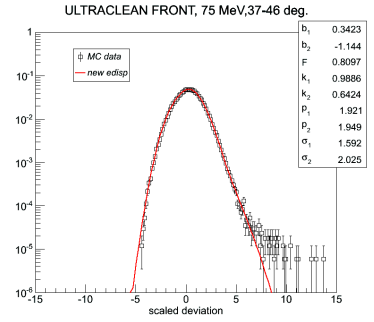
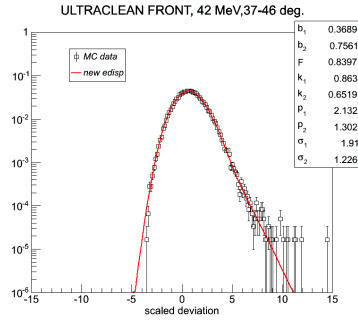
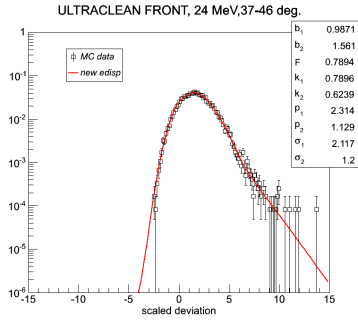
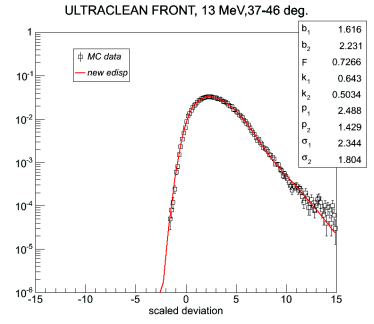
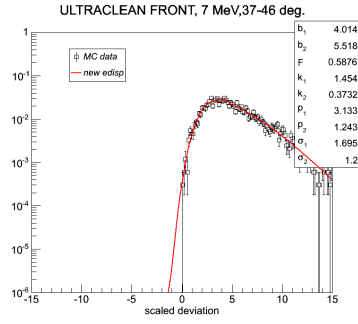
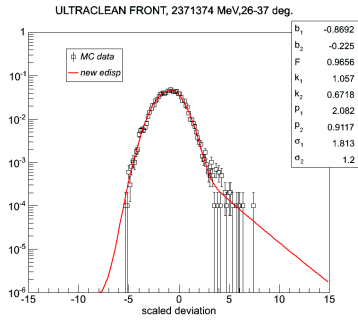
ULTRACLEAN FRONT

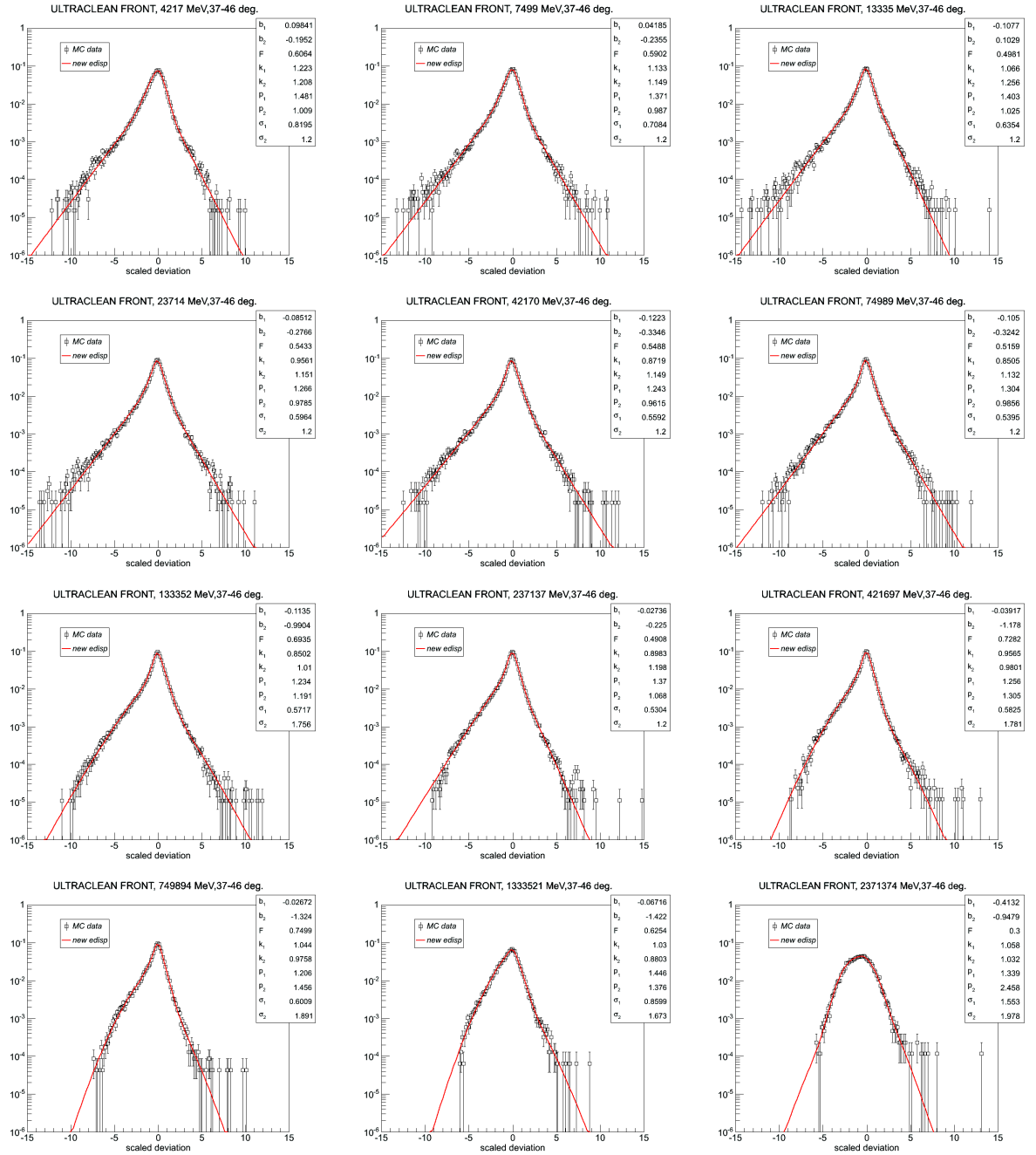


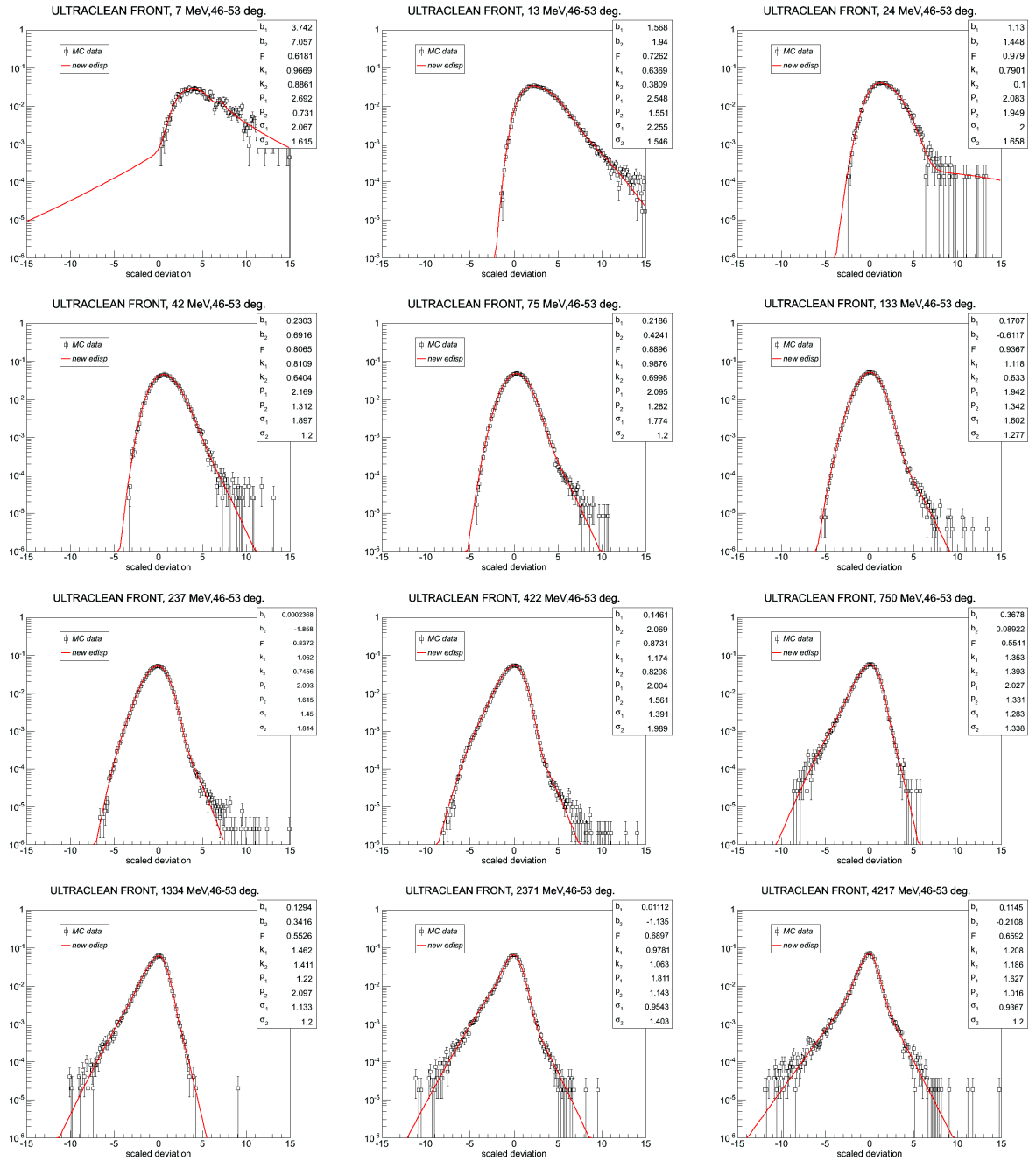


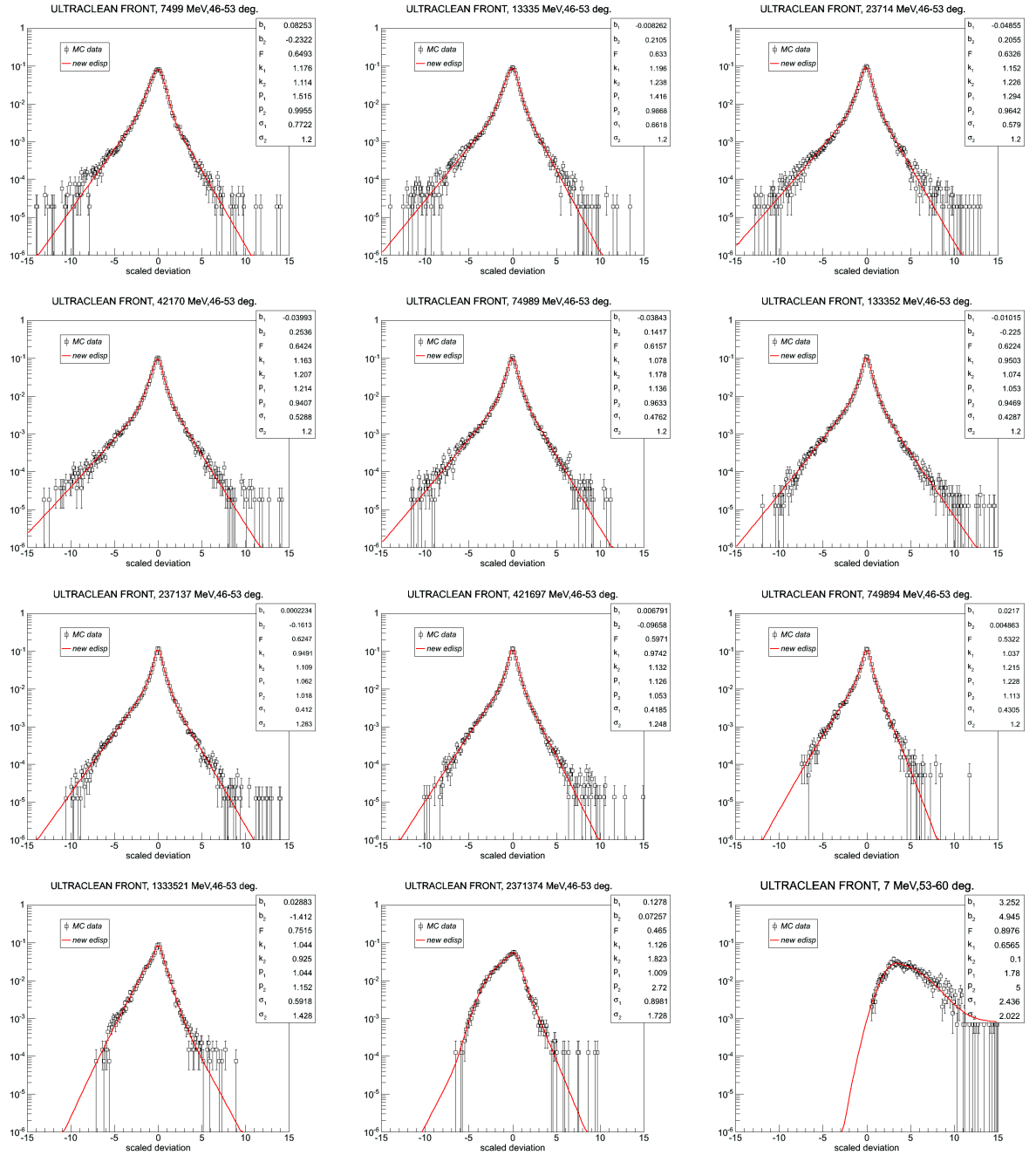


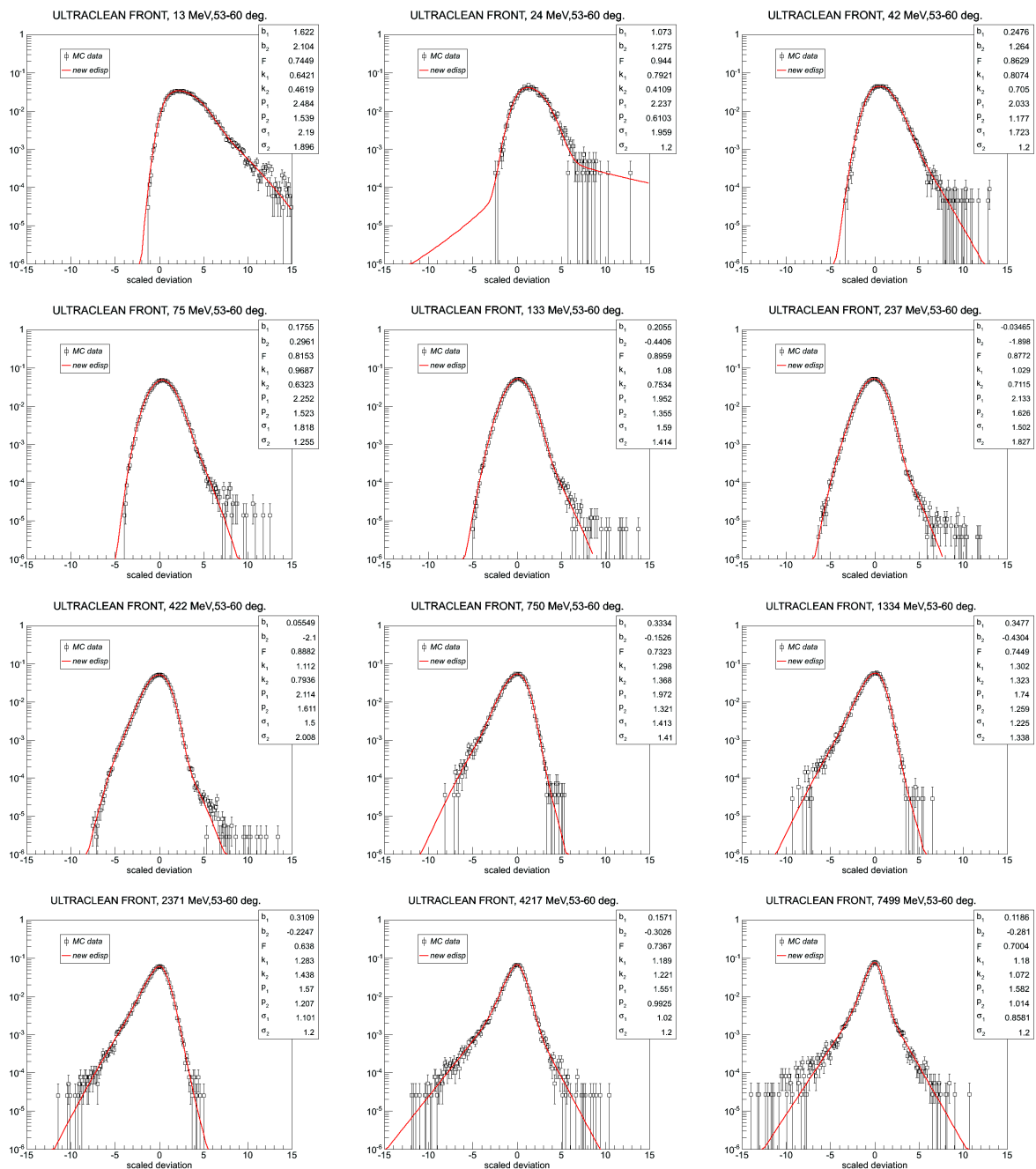


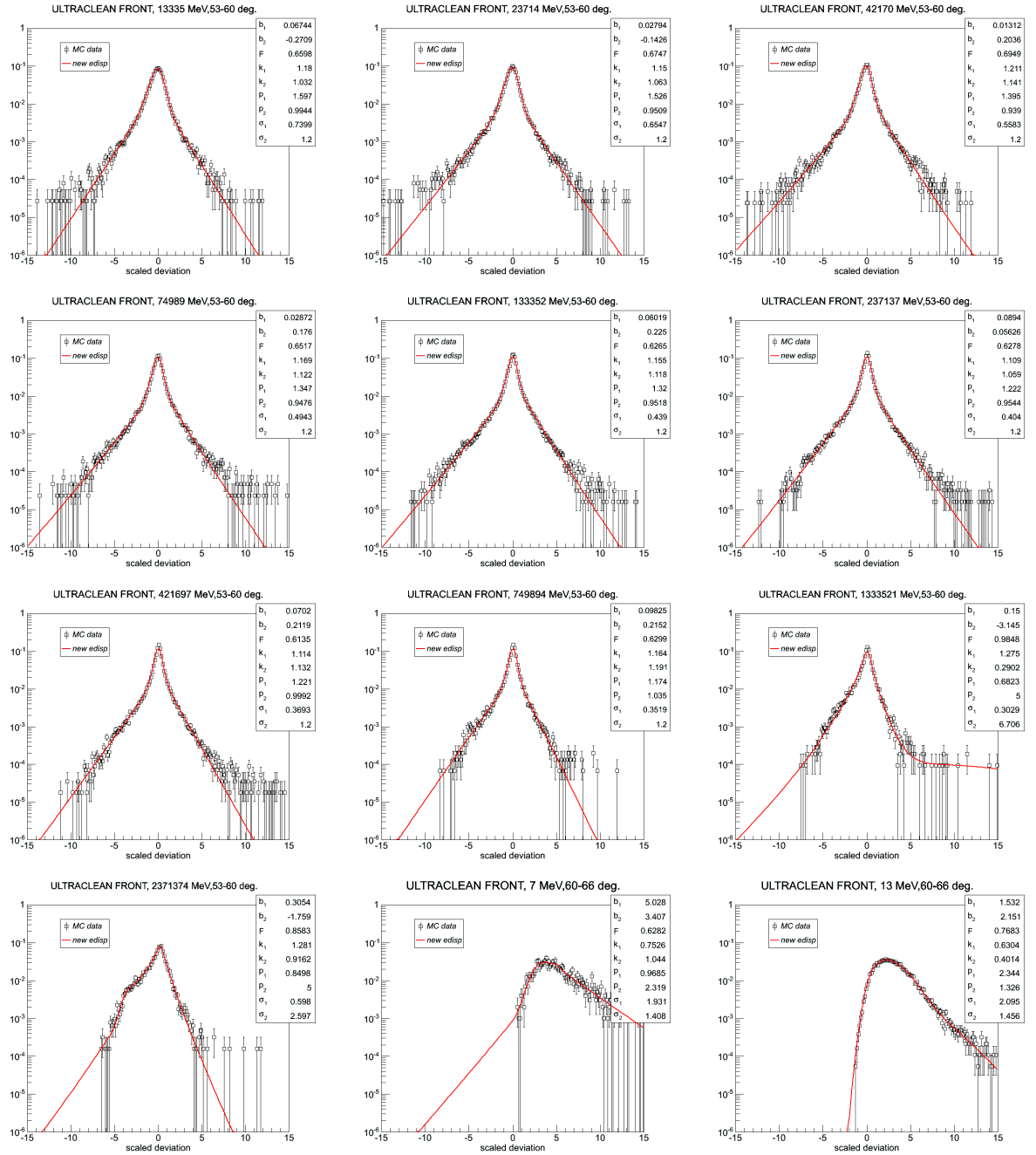


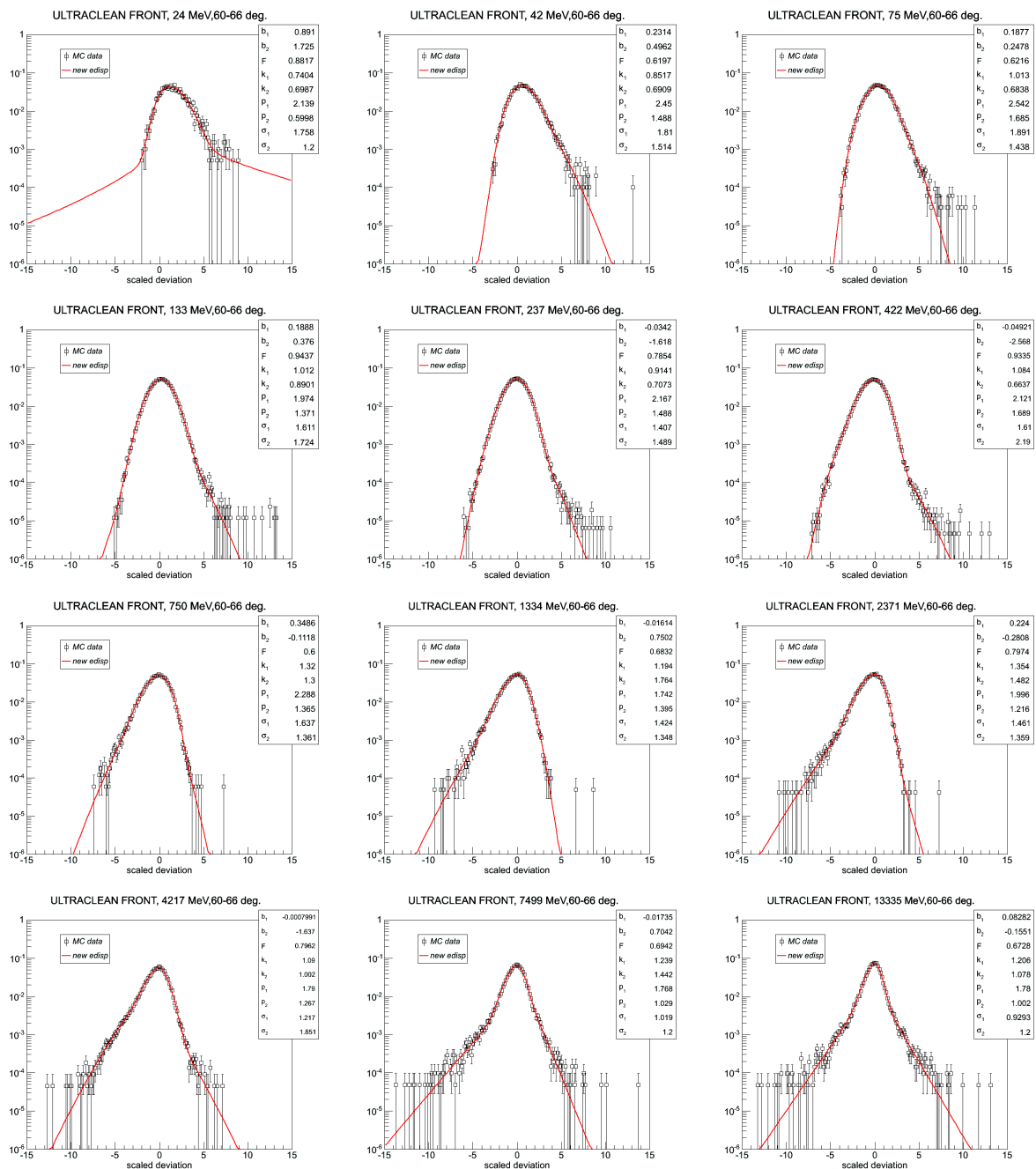


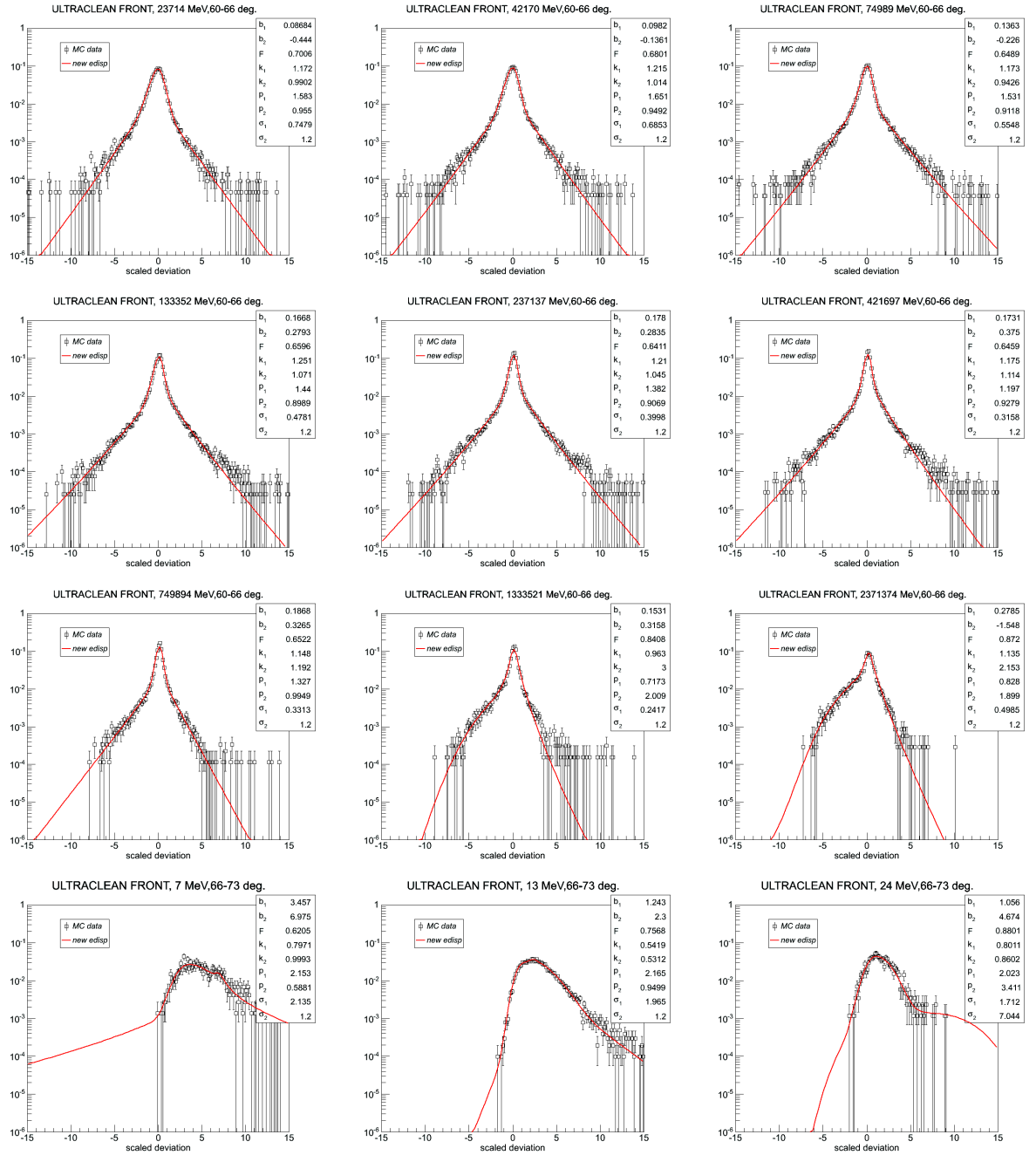


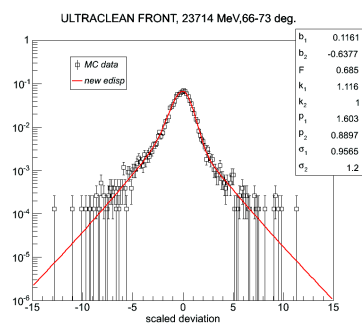
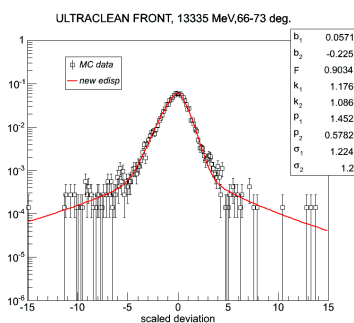
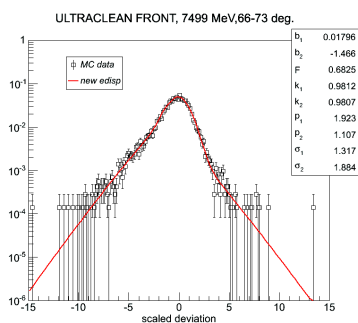
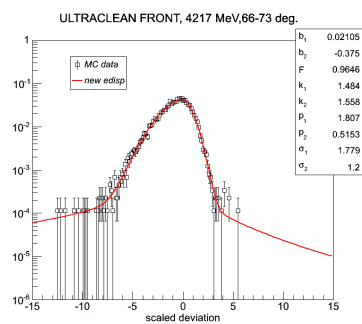
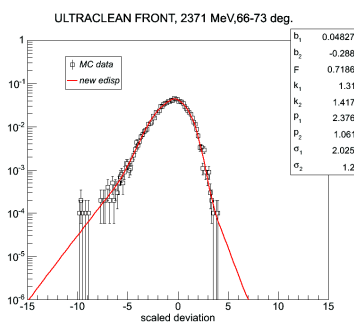
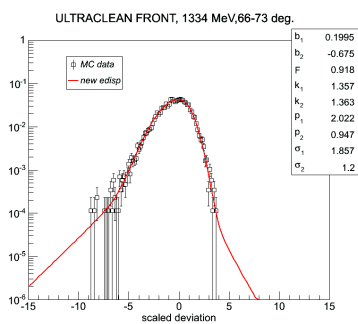
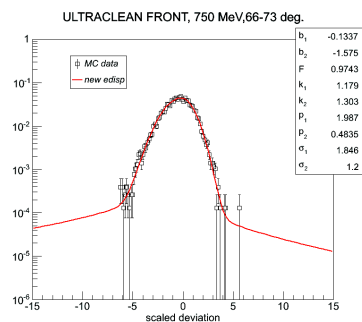
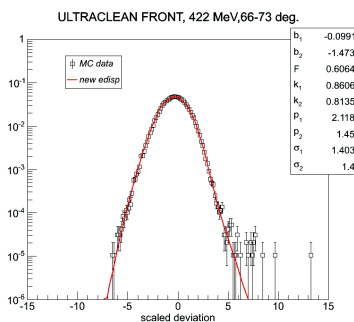
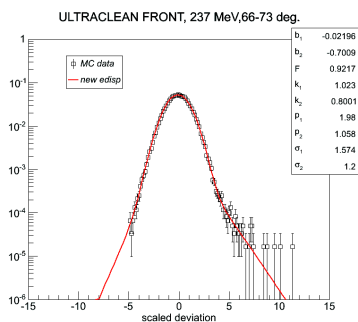
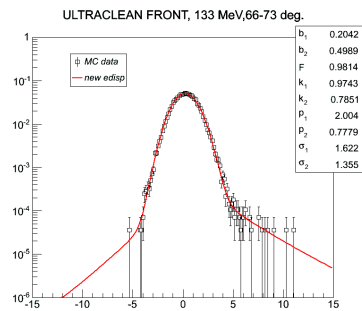
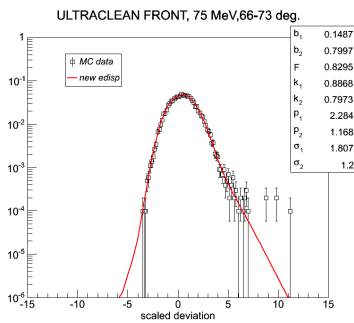
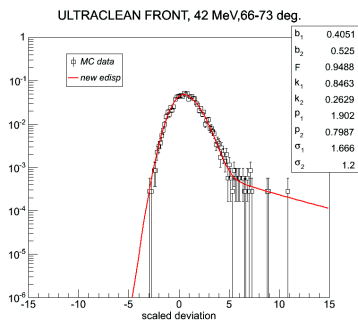


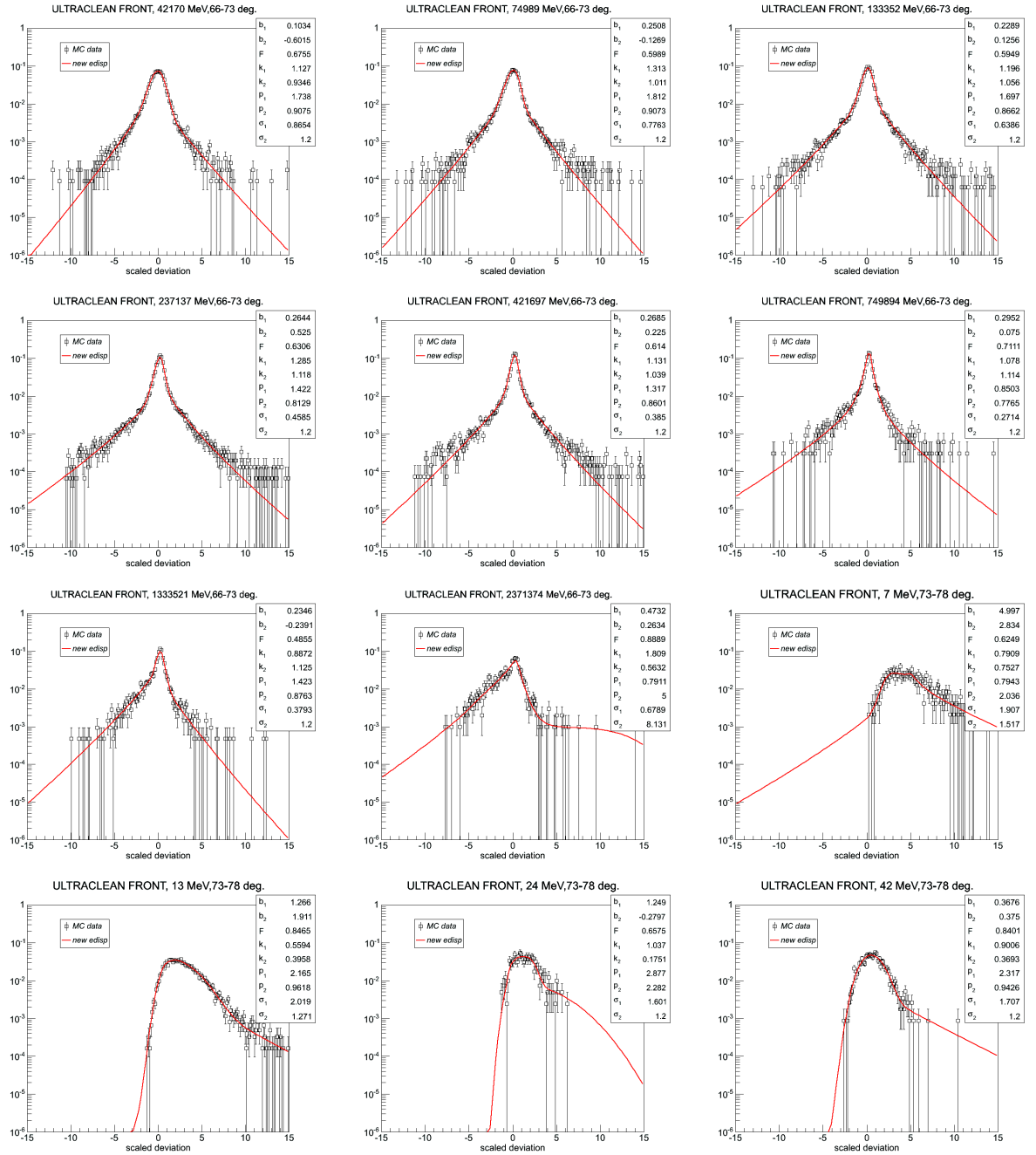


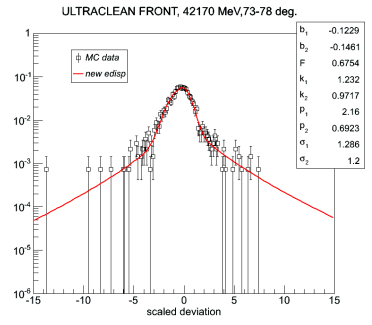
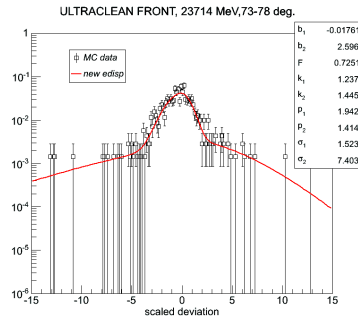
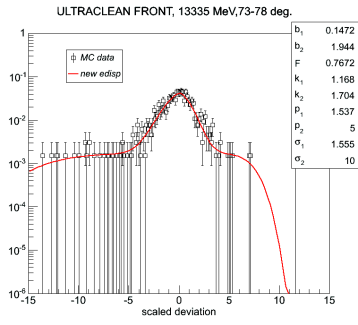
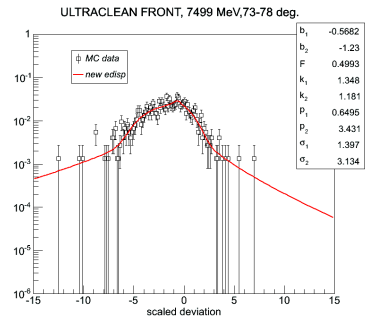
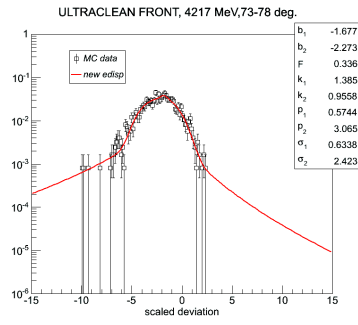
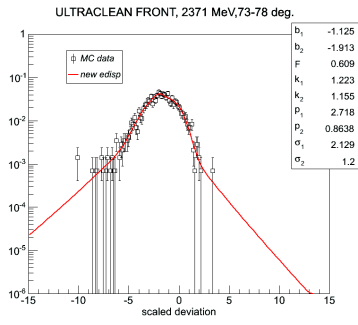
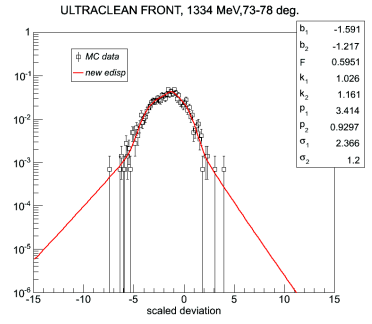
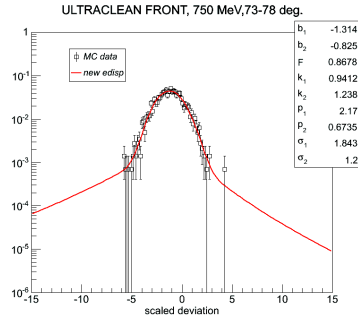
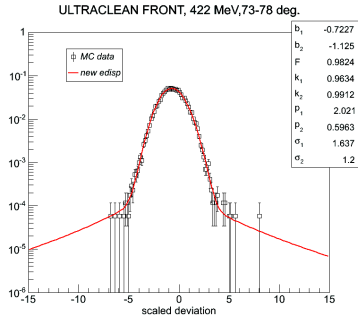
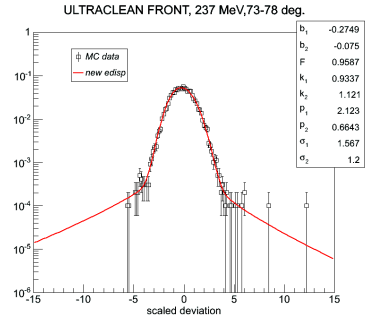
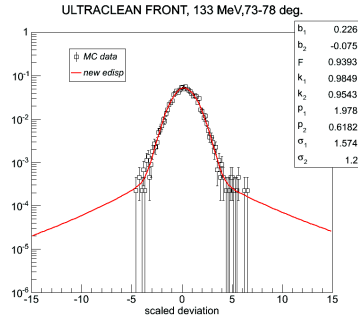
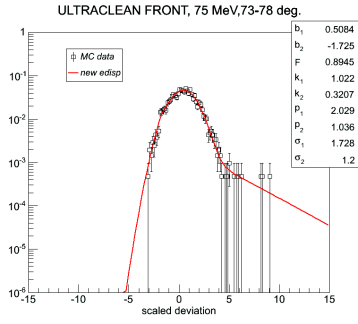


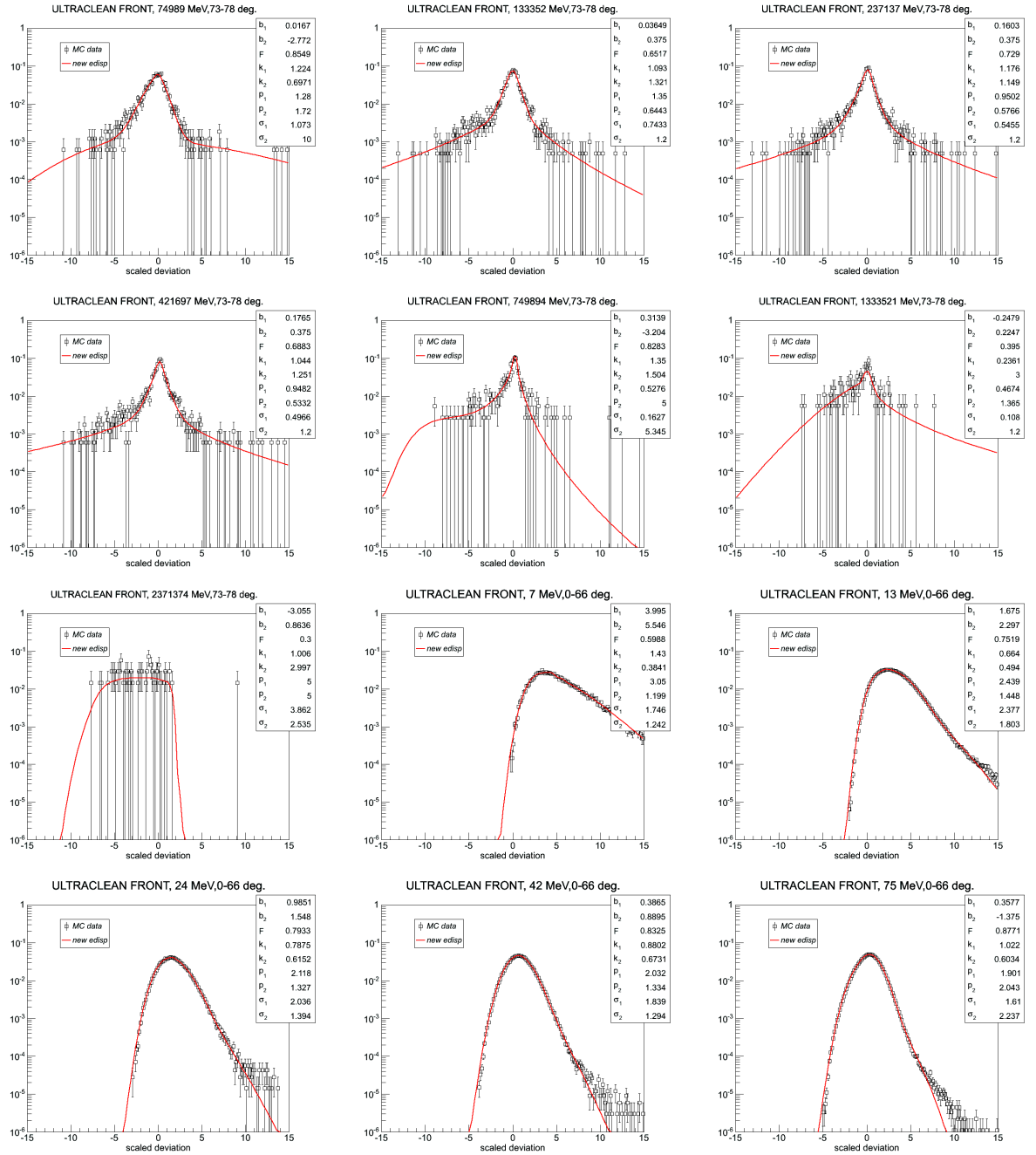


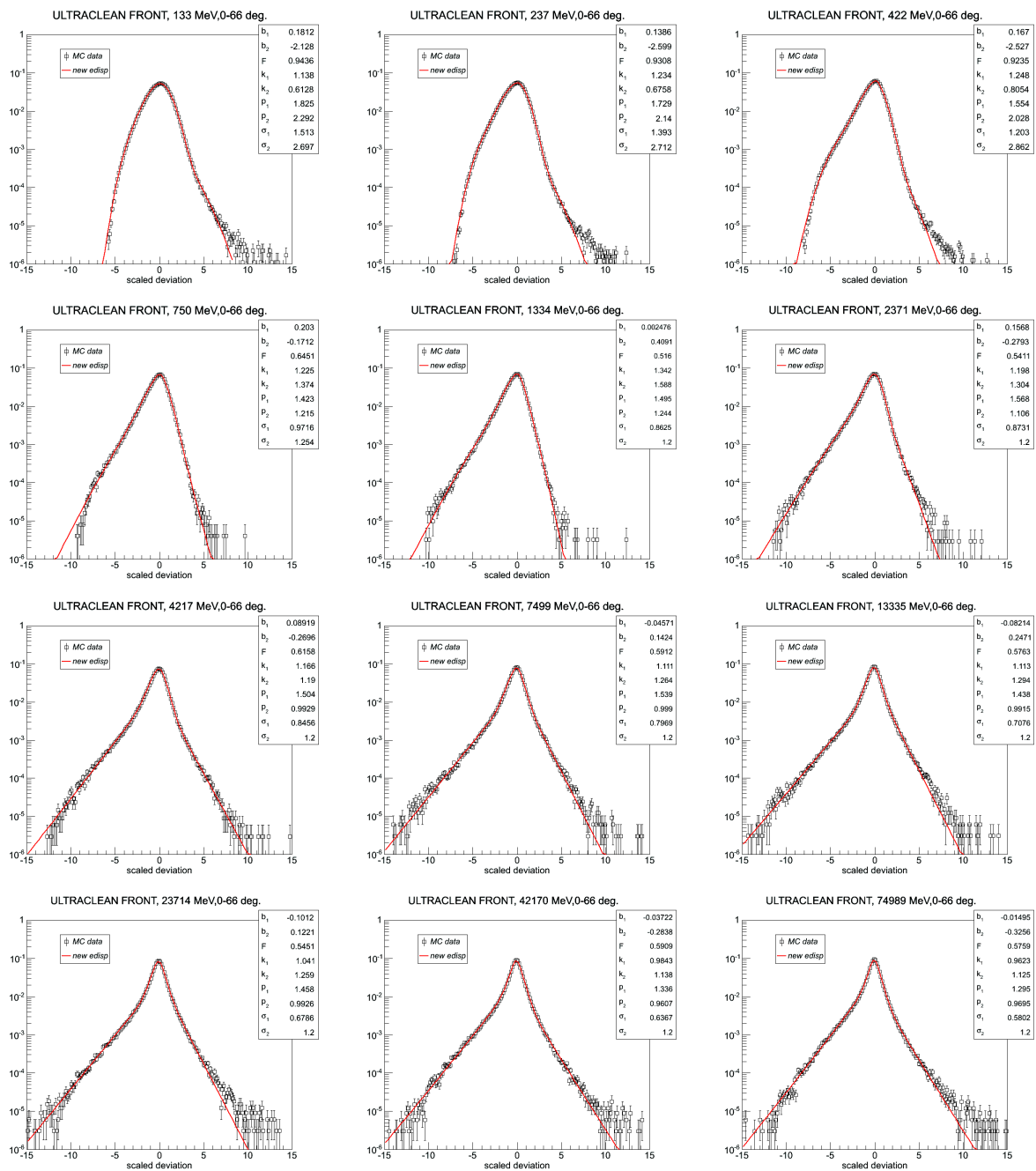


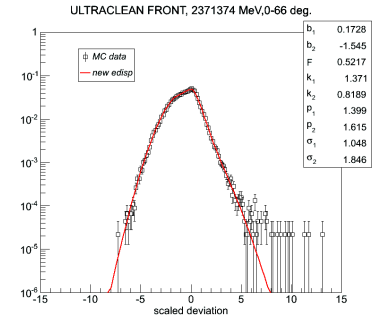
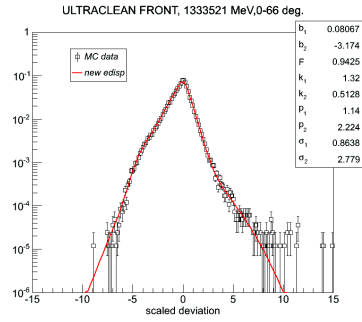
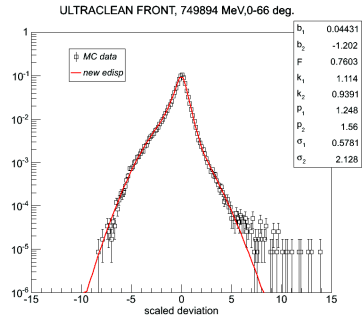
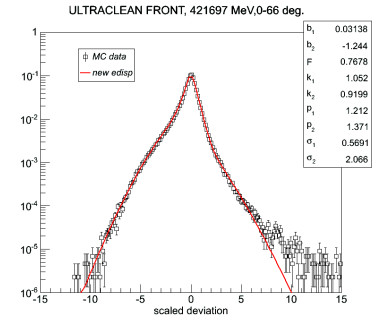
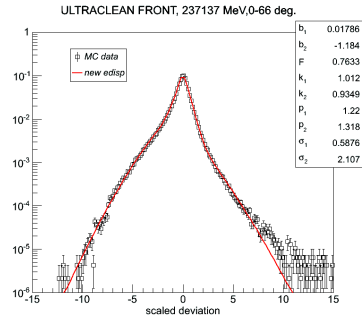
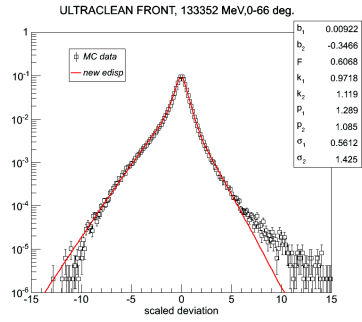












Bibliographie

- [1] The Cosmic Microwave Background for Pedestrians : A Review for Particle and Nuclear Physicists, Dorothea Samtleben, Suzanne Staggs, and Bruce Winstein 2007, Annual Review of Nuclear and Particle Science Vol. 57 : 245-283
- [2] Bjorklund et al. (1950)
- [3] On the Physics Connecting Cosmic Rays and Gamma Rays : Towards Determining the Interstellar Cosmic Ray Spectrum, C. D. Dermer et al., 2012, 4th Fermi Symposium Proceedings, arXiv :1303.6482 [astro-ph.HE]
- [4] High Energy Astrophysics, Third Edition, Longair, 2011, Cambridge University Press.
- [5] High Energy Astrophysics, Third Edition, Longair, 2011, p28. Cambridge University Press.
- [6] The Origin of Galactic Cosmic Rays, Pasquale Blasi, 2013, arXiv :1311.7346 [astro-ph.HE]
- [7] Cosmic Rays from the Knee to the Ankle - Status and Prospects -, Karl-Heinz Kampert, 2006, arXiv :astro-ph/0611884
- [8] Interaction of Cosmic-Ray Primaries with Sunlight and Starlight, E. Feenberg and H. Primakoff, 1948, Phys. Rev. 73, 449
- [9] Propagation of the Cosmic Radiation through Interstellar Space, S. Hayakawa, 1952, Prog. Theor. Phys.8, p571
- [10] W. Hutchinson, 1952, Phil. Mag. 43, 847
- [11] On Gamma-ray Astrophysics, P.Morrison, 1958, Il Nuovo Ciment 7, 858
- [12] Detection techniques for the H.E.S.S. II telescope, data modeling of gravitational lensing and emission of blazars in HE-VHE astronomy, Anna Barnacka, PhD Thesis. Publicly defended on February 22, 2013, arXiv :1307.4050 [astro-ph.HE]

- [13] Performance of the MAGIC Stereo System, E. Carmona et al., 2011, in Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference, arXiv :1110.0947 [astro-ph.HE]
- [14] The First VERITAS Telescope, J. Holder et al., 2006, *Astropart.Phys.*25 :391-401
- [15] Monte Carlo design studies for the Cherenkov Telescope Array, K. Bernlöhr, 2012, arXiv :1210.3503 [astro-ph.IM]
- [16] <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/oso3.html>
- [17] Gamma ray Telescope, Mission Overview, Fichtel et al., 1975, *ApJ*, 198, 163.
- [18] COS-B Mission Overview, K. Bennett, 1990, *Nuclear Physics B (Proc. Suppl)* 14B 23-34.
- [19] Gamma Ray Sources Observed by COS-B, W. Hermsen, 1983, *Space Science Reviews* 36 61-92.
- [20] 3C273 Revisited - Confirmation by Cos-B of High Energy Gamma-Ray Emission, Bignami, G. F., Bennett, K., Buccheri, R., Caraveo, P. A., Hermsen, W., Kanbach, G., 1981, *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 93, P. 71.
- [21] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/egret_tech.html
- [22] The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources, Hartman et al., 1999, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Volume 123, Issue 1, pp. 79-202.
- [23] Instrument Description and Performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard NASA's Compton Gamma Ray Observatory, Schönfelder et al., 1993, *ApJ Suppl.*, 86, 657.
- [24] The first COMPTEL Source Catalogue, V. Schoenfelder, the COMPTEL Collaboration, 2000, arXiv :astro-ph/0002366
- [25] Emission from ^{44}Ti associated with a previously unknown Galactic supernova, Aschenbach B., 1998, *Nature*, 396, 141.
- [26] A Pair Production Telescope for Medium-Energy Gamma-Ray Polarimetry, Stanley D. Hunter, Peter F. Bloser, Gerardo O. Depaola, Michael P. Dion, Georgia A. DeNolfo, A. R. Hanu, M. L. Iparraguirre, Jason Legere, Mark L. McConnell, Suzanne F. Nowicki, James M. Ryan, Seunghee Son, Floyd W. Stecker, 2014, arXiv :1311.2059 [astro-ph.IM]
- [27] Extending Fermi LAT discoveries : Compton-Pair Production Space Telescope (ComPair) for MeV Gamma-ray Astronomy, Moiseev et al, 2015, *PoS (ICRC2015)* 1035.
- [28] Concept study for the next generation medium energy gamma-ray astronomy mission - MEGA, Kanbach et al., 2002, *SPIE proceeding*.
- [29] GRIPS - Gamma-Ray Imaging, Polarimetry and Spectroscopy, J. Greiner et al., 2011, arXiv :1105.1265 [astro-ph.HE]

- [30] <http://astrogam.iaps.inaf.it/>
- [31] The Gamma Cube : a novel concept of gamma-ray telescope, Lebrun, F. and Terrier, R. and Laurent, P. and Prêle, D. and Bréelle, E. and Baronick, J.-P. and Buy, C. and Noury, A. and Olivetto, C. and R. Chipaux, 2014, Proc. SPIE
- [32] Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source, A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, R. A. Collins, 24 February 1968 Nature 217, 709 - 713 ; doi :10.1038/217709a0.
- [33] The Spectrum and Morphology of the Fermi Bubbles, Fermi-LAT Collaboration, 2014, arXiv :1407.7905 [astro-ph.HE]
- [34] The GeV Excess Shining Through : Background Systematics for the Inner Galaxy Analysis, Francesca Calore, Ilias Cholis, Christoph Weniger, 2015, arXiv :1502.02805 [astro-ph.HE]
- [35] Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission Toward the Galactic Centre with the *Fermi* Large Area Telescope, Troy A. Porter and Simona Murgia on behalf of the Fermi-LAT Collaboration, 2015, PoS (ICRC2015) 815
- [36] Fermi-LAT Observations of the Diffuse γ -ray Emission : Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium, Fermi-LAT Collaboration, 2012, arXiv :1202.4039 [astro-ph.HE]
- [37] The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI : Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections P.M.W. Kalberla et al., 2005, Astron.Astrophys.440 :775-782.
- [38] The Milky Way in Molecular Clouds : A New Complete CO Survey, Dame et al, 2001, Astrophys.J. 547, 792-813.
- [39] Cosmic-ray propagation and interactions in the Galaxy Andrew W. Strong, Igor V. Moskalenko, Vladimir S. Ptuskin, 2007, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.57 :285-327
- [40] Gamma-rays from the Large Scale Structure of the Universe, Francesco Miniati, 2002, arXiv :astro-ph/0206430
- [41] Spectrum of the Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission Derived from First-Year Fermi Large Area Telescope Data, Abdo et al. (Fermi LAT Collaboration), 2010, Phys. Rev. Lett. 104, 101101
- [42] Fermi Large Area Telescope Observations of the Cosmic-Ray Induced gamma-ray Emission of the Earth's Atmosphere, Fermi-LAT collaboration, 2010, Phys.Rev.D80 :122004,2009
- [43] Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog, Fermi-LAT Collaboration, 2012, arXiv :1108.1435 [astro-ph.HE]
- [44] Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog, The Fermi-LAT Collaboration, 2015, arXiv :1501.02003 [astro-ph.HE]
- [45] Fermi-LAT Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission : Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium, Ackermann et al. 2012, arXiv :1202.4039 [astro-ph.HE]

- [46] The Fermi-LAT model of interstellar emission for standard point source analysis, Jean-Marc Casandjian, for the Fermi Large Area Telescope Collaboration, 2014 Fermi Symposium proceedings, arXiv :1502.07210 [astro-ph.HE]
- [47] Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source, A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott & R. A. Collins, 1968, *Nature* 217, 709-713; 1968
- [48] The Second Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars, The Fermi-LAT collaboration, 2013, *Astrophysical Journal Supplement* 208, 17
- [49] Diffusive Shock Acceleration : the Fermi Mechanism, Matthew G. Baring, 1997, arXiv :astro-ph/9711177
- [50] Diffusive shock acceleration and magnetic field amplification, K.M. Schure, A.R. Bell, L. O'C Drury, A.M. Bykov, 2012, arXiv :1203.1637 [astro-ph.HE]
- [51] M33 : A Galaxy with No Supermassive Black Hole, Gebhardt, Karl; Lauer, Tod R.; Kormendy, John; Pinkney, Jason; Bower, Gary A.; Green, Richard; Gull, Theodore; Hutchings, J. B.; Kaiser, M. E.; Nelson, Charles H.; Richstone, Douglas; Weistrop, Donna, *The Astronomical Journal*, Volume 122, Issue 5, pp. 2469-2476.
- [52] Energetic gamma ray experiment telescope high-energy gamma ray observations of the Moon and quiet Sun, Thompson, D. J.; Bertsch, D. L.; Morris, D. J.; Mukherjee, R., 1997, *Journal of Geophysical Research*, Volume 102, Issue A7, p. 14735-14740
- [53] Lunar gamma ray emission seen during the first year by Fermi, N.Giglietto, for the Fermi Large Area Telescope Collaboration, 2009, arXiv :0912.3734 [astro-ph.HE]
- [54] Measurement of the high-energy gamma-ray emission from the Moon with the Fermi Large Area Telescope, Fermi-LAT collaboration, en préparation.
- [55] BeppoSAX, the wide band mission for X-ray astronomy, G. Boella, R.C. Butler, G.C. Perola, L. Piro, L. Scarsi, J.A.M. Bleekert, 1997, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* Volume 122, Number 2, April_II, 299-307.
- [56] Gamma-ray emission from the solar halo and disk : a study with EGRET data, Elena Orlando, Andrew W. Strong, 2008, arXiv :0801.2178 [astro-ph]
- [57] High-Energy Gamma-Ray Emission From Solar Flares : Summary of Fermi LAT Detections and Analysis of Two M-Class Flares, Fermi-LAT collaboration, 2013, arXiv :1304.3749 [astro-ph.HE]
- [58] First results on terrestrial gamma ray flashes from the Fermi Gamma ?ray Burst Monitor, Briggs et al., 2010, *Journal of geophysical research*, vol. 115, A07323, doi :10.1029/2009JA015242
- [59] Observation of Terrestrial Gamma-ray Flashes with Fermi LAT. Briggs et al., 2012 American Astronomical Society, AAS Meeting 219, 149.13
- [60] A corrective model for Jason-1 Doris Doppler data in relation to the South Atlantic Anomaly, Lemoine, J.M., H. Capdeville, 2006, *J. Geod.*, 80, 507-523,

- [61] The Fermi Gamma-ray Burst Monitor, Meegan et al., 2009, *The Astrophysical Journal*, 702 :791-804.
- [62] The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission Atwood et al., 2009 arXiv :0902.1089 [astro-ph.IM]
- [63] Parkes radio searches of Fermi gamma-ray sources and millisecond pulsar discoveries, F. Camilo et al., 2015, Accepted for publication in *ApJ*, arXiv :1507.04451 [astro-ph.HE]
- [64] The Fermi Large Area Telescope On Orbit : Event Classification, Instrument Response Functions, and Calibration, Fermi-LAT Collaboration, 2012, *ApJS*, 203, 4.
- [65] Design and initial tests of the Tracker-converter of the Gamma-ray Large Area Space Telescope, Atwood et al., 2007, *Astroparticle Physics*, Volume 28, Issue 4-5, p. 422-434
- [66] The new event analysis of the Fermi Large Area Telescope, Desgardin et al., 2014, *PoS(Integral2014)072*
- [67] TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis, A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, and H. Voss, 2007, *PoS ACAT 040*, arXiv :physics/0703039
- [68] FITS - a Flexible Image Transport System, Wells, D. C.; Greisen, E. W.; Harten, R. H., 1981, *Astronomy and Astrophysics Supplement*, Vol. 44, P. 363
- [69] ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Rene Brun and Fons Rademakers, 1996, *Proceedings AIHENP'96 Workshop*, *Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A* 389 (1997) 81-86. See also <http://root.cern.ch/>.
- [70] A new comprehensive 2D model of the point spread functions of the XMM-Newton EPIC telescopes : spurious source suppression and improved positional accuracy, Read, A. M.; Rosen, S. R.; Saxton, R. D.; Ramirez, J., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, Volume 534, id.A34, 13 pp.
- [71] TEMPO2, a new pulsar-timing package - I. An overview Hobbs, G. B.; Edwards, R. T.; Manchester, R. N., 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 369, Issue 2, pp. 655-672.
- [72] <http://www.stat.rutgers.edu/mxie/rcpapers/bootstrap.pdf>
- [73] Gamma-ray flares from the Crab Nebula, Fermi-LAT Collaboration, 2010, arXiv :1011.3855 [astro-ph.HE]
- [74] The soft γ -ray pulsar population : an high-energy overview, L. Kuiper and W. Hermsen, 2015, arXiv :1502.06769 [astro-ph.HE]
- [75] The MeV-View on Blazars, Collmar, W., 2003, *High Energy Blazar Astronomy*, ASP Conference Proceedings, Vol. 299, held 17-21 June 2002 at Tuorla Observatory, Piikkio, Finland

- [76] COMPTEL Observations of the γ -ray Blazars 3C 454.3 and CTA 102 During the CGRO Mission, S. Zhang, W. Collmar, V. Schönfelder, 2005, arXiv :astro-ph/0508280

Résumé

Le satellite *Fermi*, lancé en juin 2008 par la NASA, observe le ciel dans le domaine des hautes énergies. Son instrument principal : le *Large Area Telescope* (LAT), récolte des données à partir de ~ 20 MeV jusqu'à plus de 300 GeV. Une amélioration majeure de ses algorithmes a permis récemment la mise à disposition d'un nouveau jeu de données, Pass 8. Pass 8 jette un nouvel éclairage sur le domaine méconnu de la basse énergie ($E < 100$ MeV). En effet à basse énergie, la résolution en énergie et la résolution angulaire du LAT rendent l'analyse de données ardue. Au cours de ce travail de thèse, nous avons proposé une nouvelle paramétrisation capable de décrire la réponse en énergie du LAT sur 6 ordres de grandeur. Fort de ce travail technique et des améliorations apportées par Pass 8, nous nous sommes ensuite attelés à l'analyse des données à basse énergie. Pour cela nous avons extrapolé les modèles d'émission diffuse produits par la collaboration et nous les avons ajustés aux données. Nous avons également étudié 39 sources parmi les plus brillantes du ciel gamma. Les résultats de cette analyse de sources sont présentés dans cette thèse avec un accent particulier mis sur deux des plus brillantes sources du ciel gamma : le pulsar Vela et le pulsar du Crabe ainsi que sa nébuleuse.

Abstract

Launched in June 2008 by NASA, the *Fermi* satellite observes the gamma-ray sky. Its main instrument, the LAT, harvests data from ~ 20 MeV to 300 GeV and beyond. Lately, a major upgrade of the LAT algorithms allowed the release of a reprocessed data set called Pass 8. Pass 8 sheds a new light on the low energy ($E < 100$ MeV) regime where data analysis is difficult due to degraded angular and energy resolution. During this Phd a new parameterization was found for the energy dispersion which allowed an accurate modelisation of the LAT energy response on 6 orders of magnitude. This work, together with other Pass 8 improvements, allows us to consider low energy analysis. To do so, we extrapolated the existing diffuse models to low energy and fitted them to data together with 39 of the brightest low energy gamma-ray sources. The results of this analysis are presented in this manuscript with a particular emphasis on the Vela pulsar and the Crab pulsar plus nebula.

