



**HAL**  
open science

# Phénomènes extragalactiques transitoires aux très hautes énergies et préparations pour le futur observatoire Čerenkov Telescope Array Observatory

Guillaume Grolleron

► **To cite this version:**

Guillaume Grolleron. Phénomènes extragalactiques transitoires aux très hautes énergies et préparations pour le futur observatoire Čerenkov Telescope Array Observatory. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Sorbonne Université, 2024. Français. NNT : 2024SORUS317 . tel-04843969

**HAL Id: tel-04843969**

**<https://theses.hal.science/tel-04843969v1>**

Submitted on 17 Dec 2024

**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.



École doctorale des Sciences de la Terre et de l'Environnement et  
Physique de l'Univers, Paris

# Phénomènes extragalactiques transitoires aux très hautes énergies et préparations pour le futur observatoire Čerenkov Telescope Array Observatory

**Guillaume GROLLERON**

Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies  
Sorbonne Université, CNRS/IN2P3

Thèse de doctorat de Physique de l'Univers

Dirigée par Jean-Philippe LENAIN

Soutenue le 17 Septembre 2024 devant le jury composé de :

Oscar BLANCH	—	Rapporteur
Elisa PRANDINI	—	Examinatrice
Tiina SUOMIJARVI	—	Examinatrice
Heide COSTANTINI	—	Rapporteuse
Pascal VINCENT	—	Examineur
Jean-Philippe LENAIN	—	Directeur de thèse







*À la pluie, aussi douce que l'ennui*



---

# Table des Matières

<b>Table des Matières</b>	<b>v</b>
<b>Liste des Figures</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des Tables</b>	<b>xix</b>
<b>Liste des acronymes</b>	<b>xxi</b>
<b>Remerciements</b>	<b>xxvii</b>
<b>Préambule</b>	<b>xxxii</b>
<b>I Noyaux actifs de galaxie et détection de leur émission à haute énergie</b>	<b>1</b>
<b>1 Noyaux actifs de galaxie et émission à haute énergie</b>	<b>5</b>
1.1 Noyaux actifs de galaxie	6
1.1.1 La découverte des AGN	6
1.1.2 Le modèle standard des AGN	8
1.1.2.1 Description du modèle	8
1.1.2.2 Détails des différents éléments constitutifs	10
1.1.3 Vers une séquence des blazars	13
1.1.3.1 Description des blazars	13
1.1.3.2 La séquence des blazars : une réponse controversée	16
1.2 Description des rayons cosmiques	18
1.2.1 Processus d'accélération	21
1.2.1.1 Accélération de Fermi du second ordre	21
1.2.1.2 Accélération de Fermi du premier ordre	22
1.2.2 Sources dans l'Univers	23
1.2.3 Propagation	24
1.3 Émission des rayons gamma	25

1.3.1	Synchrotron	25
1.3.2	Compton inverse	27
1.3.3	Processus d'émission hadroniques	29
1.3.4	Absorption des photons $\gamma$	31
1.4	Description de l'émission des AGN	33
1.4.1	Sources de rayonnement IC	33
1.4.2	Modèle d'émission Synchrotron <i>self</i> -Compton SSC	33
1.4.3	Le cas des particules hadroniques	34
1.4.4	Modèle de jet	34
1.4.4.1	Modèle à une zone jet	34
1.4.4.2	Modèle multi-zones	34
1.4.4.3	Modèle dépendant du temps	35
<b>2</b>	<b>Détection des rayons <math>\gamma</math> de haute énergie</b>	<b>37</b>
2.1	Détection directe	38
2.1.1	Les débuts de l'astronomie $\gamma$	38
2.1.2	Le Compton Gamma Ray Observatory (CGRO)	38
2.1.3	La révolution apportée par <i>Fermi</i>	39
2.2	Détection indirecte : imagerie Čerenkov	41
2.2.1	Développement de gerbe	41
2.2.2	Rayonnement Čerenkov émis par une gerbe	42
2.2.3	Principe de détection et astronomie Čerenkov	45
2.2.3.1	Histoire de l'astronomie Čerenkov	45
2.2.3.2	Le futur : le Čerenkov Telescope Array Observatory	47
2.3	Reconstruction des gerbes	49
2.3.1	Méthodes de reconstruction	49
2.3.1.1	Paramètres de Hillas	49
2.3.1.2	Utilité d'une analyse stéréoscopique	50
2.3.1.3	Une reconstruction basée sur des simulations de gerbes	51
2.3.2	Discrimination $\gamma$ -hadrons	52
2.3.3	Analyse 1D	53
2.3.4	Définition des réponses instrumentales (IRF)	55
2.3.4.1	Définition	55
2.3.4.2	Surface efficace $A_{\text{eff}}$	56
2.3.4.3	Dispersion en énergie $E_{\text{disp}}$	56
2.3.4.4	Fonction d'étalement du point (PSF)	56
2.3.4.5	Fond résiduel hadronique	58
2.3.4.6	Le cas des IRF de CTAO	60
2.4	Spécificités propre à l'observation des blazars en astronomie Čerenkov	60

<b>II Implication dans le développement et la calibration de la NectarCAM</b>	<b>63</b>
<b>3 Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO</b>	<b>67</b>
3.1 La caméra NectarCAM	68
3.1.1 Description de la caméra	68
3.1.2 Calibration de la NectarCAM	71
3.1.2.1 Description générale de la calibration	71
3.1.2.2 Calibration du piédestal	73
3.1.2.3 Calibration du <i>flat-field</i>	74
3.1.2.4 Calibration du gain	74
3.1.2.5 Calibration du HiLo	76
3.1.3 Format de données de CTAO	77
3.1.4 Acquisition de données avec la caméra	77
3.2 Les bibliothèques développées et utilisées pour la calibration de la NectarCAM	79
3.2.1 CTAPIPE: la bibliothèque de reconstruction des données de CTAO	80
3.2.2 NECTARCHAIN, la bibliothèque de calibration de la NectarCAM	80
3.2.3 Passage de données non calibrées R0 au données calibrées DL0	82
3.3 Extraction de la charge dans un pixel associée à un événement	82
3.3.1 Description des différentes méthodes d'extraction de la charge	82
3.3.2 Application à la calibration du piédestal	84
3.3.3 Application à la calibration du <i>flat-field</i>	86
3.3.4 Application à la calibration du gain	89
3.4 Calibration du gain	91
3.4.1 Calibration de gain par ajustement du pic <i>single PE</i>	91
3.4.1.1 Description de la méthode	91
3.4.1.2 Implémentation et optimisation	93
3.4.1.3 Ajustement des données de type <i>flat-field-SPE</i> à 1400V	95
3.4.1.4 Ajustement des données de type <i>flat-field-SPE</i>	102
3.4.1.5 Conclusion sur la calibration du gain par la méthode d'ajustement du pic SPE	103
3.4.2 Calibration du gain par la méthode photo-statistique	110
3.4.3 Comparaison des deux méthodes de reconstruction du gain	112
3.5 Conclusion	116
<b>III Étude des noyaux actifs de galaxies avec le Čerenkov Telescope Array</b>	<b>119</b>
<b>4 Développement d'un code de simulation et d'analyse d'observation d'AGN avec CTAO</b>	<b>123</b>
4.1 Motivations	124
4.1.1 Les nouvelles perspectives apportées par CTAO	124
4.1.2 Les blazars : cas scientifique d'intérêt majeur de CTAO	124

4.2	GAMMAPY: le software pour analyser les données de CTAO	126
4.3	Comparaison de l'analyse 1D et 3D appliquée aux blazars	127
4.3.1	Les blazars sont des sources ponctuelles aux VHE	127
4.3.2	Description de l'étude	128
4.3.3	Conclusion	129
4.4	CTAAGNVAR: le code de simulation et d'analyse des observations de blazars avec CTAO	129
4.4.1	Utilisation de modèle d'AGN temporellement variables	130
4.4.2	Paramétrisation des simulations	130
4.4.3	Génération de la séquence d'observation	133
4.4.4	Simulation des évènements $\gamma$	135
4.4.5	Ajustement spectral	140
4.4.6	Reconstruction d'une courbe de lumière	145
4.4.7	Estimateurs de variabilité	148
<b>5</b>	<b>Étude du comportement à long terme des blazars avec CTAO</b>	<b>151</b>
5.1	Évolution à long terme de l'émission des blazars et motivation de l'étude	152
5.1.1	Une distribution log-normale du flux	152
5.1.2	PSD des blazars	154
5.1.3	Motivation et cadre de l'étude	155
5.2	Génération d'un modèle spectral analytique à long terme de blazar	156
5.3	Simulation et reconstruction de la courbe de lumière	160
5.3.1	Calcul de la visibilité	160
5.3.2	Simulation des évènements $\gamma$	162
5.3.3	Des diagnostics pour contrôler la validité des données simulées	165
5.4	Reconstruction de la LC et de la densité spectrale de puissance	168
5.4.1	Reconstruction de LC	168
5.4.2	Reconstruction de densité spectrale de puissance	174
5.5	Validation avec des données réelles : le cas de PKS 2155-304 avec H.E.S.S.	178
5.5.1	Cadre de l'étude	178
5.5.2	Reconstruction de la courbe de lumière à long terme et de sa densité spectrale de puissance	178
5.5.3	Conclusion de l'étude des données réelles	182
5.6	Conclusion	182
<b>6</b>	<b>Étude des éruptions d'AGN</b>	<b>185</b>
6.1	Modélisation phénoménologique des éruptions d'AGN	186
6.1.1	Modèle standard d'émission à une zone leptonique avec SSC	186
6.1.2	Prise en compte de la reconnexion magnétique	187
6.1.3	Modèle d'émission à une zone hadronique	188
6.2	Simulations et reconstructions pour les modèles phénoménologiques d'éruption	190
6.2.1	Simulation et reconstruction de l'éruption issue du modèle standard d'émission à une zone leptonique avec SSC de Mrk 421	190

6.2.2	Simulation et reconstruction de l'éruption du modèle multi-zone avec reconnexion magnétique de Mrk 421	194
6.2.3	Simulation et reconstruction de l'éruption du modèle à une zone lepto-hadronique de Mrk 501	197
6.3	Reconstruction de diagramme de ratio de dureté (HR)	202
6.4	Conclusion	205
<b>7</b>	<b>Simulations basées sur les données de <i>Fermi</i>-LAT: le cas de PG 1553-113</b>	<b>207</b>
7.1	Contexte de l'étude	207
7.2	Modèle d'émission basé sur les données de <i>Fermi</i> -LAT	208
7.3	Simulation des observations avec CTAO	210
7.4	Reconstruction de la LC et recherche de périodicité	211
7.5	Conclusion sur l'étude de la périodicité d'un blazar avec CTAO	217
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>219</b>
	<b>Bibliography</b>	<b>221</b>
	<b>Appendices</b>	<b>235</b>
<b>A</b>	<b>Formulaire astrophysique</b>	<b>237</b>
<b>B</b>	<b>Compléments à la calibration de la NectarCAM</b>	<b>239</b>
B.1	Calcul de la paramétrisation du modèle d'ajustement du pic SPE à deux Gaussiennes	239
B.2	Figures complémentaires dans le cadre de la calibration du gain avec l'ajustement du SPE	242
B.2.0.1	Ajustement des données <i>flat-field</i> -SPE à 1400V avec les paramètres $p'$ et $n$ fixés	242
B.2.0.2	Ajustement des données <i>flat-field</i> -SPE avec les paramètres $p'$ et $n$ fixés, ainsi que $res$ à partir des données <i>flat-field</i> -SPE à 1400V	242
B.2.0.3	Ajustement des données <i>flat-field</i> -SPE avec les paramètres $p'$ et $n$ fixés, sans prendre en compte les données <i>flat-field</i> -SPE à 1400V	242
<b>C</b>	<b>Étude comparative des analyses 1D et 3D appliquées au blazars</b>	<b>249</b>
C.1	Modèle d'éruption empirique	249
C.2	Simulations et résultats	250
<b>D</b>	<b>Caractérisation des estimateurs de validité d'ajustement spectral <math>G</math> et <math>G_{\text{bande}}</math> grâce aux données simulées du comportement long-terme des blazars</b>	<b>257</b>
D.1	Caractérisation de l'estimateur $G$	257
D.2	Caractérisation de l'estimateur $G_{\text{bande}}$	262



D.3	Conclusion	264
<b>E</b>	<b>Complément à l'analyse long terme des AGN</b>	<b>267</b>
E.1	Comparaison des méthodes de reconstruction des LC standards et basées sur un spectre médian	267
E.2	Ensemble des résultats	270
	E.2.0.1 LC	270
	E.2.0.2 Spectres médians	289
	E.2.0.3 PSD	295
<b>F</b>	<b>Description statistique de la détection d'hystérésis dans les diagrammes HR</b>	<b>313</b>
F.1	Recherche d'hystérésis dans le diagramme HR	313
	F.1.1 Utilisation de l'analyse par composante principale	313
	F.1.2 Description statistique du problème	314
F.2	Simulations d'hystérésis synthétiques dans le diagramme HR	316
F.3	Implémentation et étude statistique des performances de l'estimateur à partir des simulations	317
F.4	Conclusion	319
	<b>Abstract</b>	<b>322</b>

---

## Liste des Figures

1.1	Observations de M 87	7
1.2	Schéma unifié des active galactic nucleus (AGN)	9
1.3	Observation directe du SMBH dans M 87	11
1.4	Relation entre la taille de la BLR et la luminosité de l'AGN	13
1.5	Doppler Beaming	15
1.6	SED typique d'un FSRQ et d'un objet de type BL Lac	15
1.7	Corrélation pic synchrotron-luminosité et séquence des blazars	17
1.8	SED de PKS 2555-304 durant l'éruption de juillet 2006	18
1.9	Séquence des blazars à partir des observations gamma en comparaison à l'original	19
1.10	Le spectre des rayons cosmiques	20
1.11	Accélération de Fermi du second ordre	21
1.12	Accélération de Fermi du premier ordre	22
1.13	Emission Synchrotron d'une particule chargée	25
1.14	Spectre Synchrotron pour une distribution d'électron en loi de puissance	27
1.15	Schéma de la diffusion Compton	28
1.16	Spectre EBL	32
2.1	Troisième EGRET catalogue	38
2.2	Sources $\gamma$ détectées par <i>Fermi</i> -LAT (4FGL)	40
2.3	Comparaison entre une gerbe atmosphérique de proton et photon simulée	42
2.4	Comparaison entre une gerbe atmosphérique de proton et photon dans le modèle de Heitler	43
2.5	Schéma de l'émission du rayonnement Čerenkov	43
2.6	Schéma de l'émission Čerenkov d'une gerbe et de l'éclairement au sol	44
2.7	Évolution de l'indice de réfraction l'air en fonction de l'altitude	45
2.9	Vue d'artiste des sites de CTAO	46
2.11	Image d'une gerbe par H.E.S.S.	49
2.12	Schéma définissant géométriquement les paramètres de Hillas	50
2.13	Reconstruction stéréoscopique d'une gerbe avec H.E.S.S.	51
2.14	Description schématique de la méthode "Model3D"	53
2.15	Différents choix des régions OFF pour estimer le fond hadronique	55

## Liste des Figures

---

2.16	Représentation de la surface efficace des IRF de CTAO en fonction de différents paramètres	57
2.17	Représentation de la dispersion en énergie des IRF de CTAO en fonction de différents paramètres	57
2.18	Représentation de la PSF des IRF de CTAO en fonction de différents paramètres	58
2.19	Représentation du taux de fond hadronique des IRF de CTAO en fonction de différents paramètres	59
2.20	Évolution du taux d'évènement $\gamma$ en fonction du niveau de fond du ciel	60
3.1	Vue éclatée de la structure de la NectarCAM	69
3.2	Vue éclatée avec photo du FPM et de la FEB d'un module de la NectarCAM	70
3.3	Photo de la FEB dans sa version 6	70
3.4	Schéma descriptif de la chaîne d'acquisition de la NectarCAM	71
3.5	Évolution du piédestal médian au cours du temps avec évolution de la température	73
3.6	Distributions de la charge mesurée dans un pixel lors de la calibration SPE	75
3.7	Schéma descriptif du modèle de données de CTAO	78
3.8	Caméra NectarCAM vue depuis sa face avant	79
3.9	Schéma descriptif des différents éléments composants NECTARCHAIN	81
3.10	Moyenne des signaux dans le canal HG dans l'ensemble des pixels de la NectarCAM pour un évènement <i>flat-field</i>	83
3.11	Signal mesuré sur 60 ns pour un pixel pour un évènement <i>flat-field</i>	84
3.12	Charge extraite dans le canal HG dans l'ensemble des pixels de la NectarCAM pour un évènement <i>flat-field</i> avec la méthode ST	85
3.13	Signal mesuré sur 60 ns pour un pixel pour un évènement piédestal	86
3.14	Comparaison des méthodes d'extraction de charges pour le calcul du piédestal	87
3.15	Comparaison des méthodes d'extraction de charges pour le calcul du <i>flat-field</i>	88
3.16	Comparaison des méthodes d'extraction de charges pour le calcul du gain par ajustement du pic SPE pour une acquisition de type <i>flat-field-SPE</i> à 1400V	90
3.17	Distributions de charge reconstruite pour un pixel d'une observation <i>flat-field-SPE</i> à 1400V de la NectarCAM	94
3.18	Distributions de $G_{HG}$ pour l'ajustement à 1400V avec l'ensemble des paramètres libres	97
3.19	Distributions de $p'$ pour l'ajustement à 1400V avec l'ensemble des paramètres libres	98
3.20	Distributions de $n$ pour l'ajustement à 1400V avec l'ensemble des paramètres libres	99
3.21	Distributions de $res$ pour l'ajustement à 1400V avec l'ensemble des paramètres libres	100
3.22	Distributions de $-2\log L$ pour l'ajustement à 1400V avec l'ensemble des paramètres libres	101

3.23	Distributions de $G_{HG}$ pour l'ajustement à la tension nominale combinée avec les données à 1400 V	104
3.24	Comparaison des méthodes d'extraction de charges pour le calcul du gain par ajustement du pic SPE, pour une acquisition de type <i>flat-field-SPE</i>	105
3.25	Distributions de $G_{HG}$ pour l'ajustement à la tension nominale uniquement	106
3.26	Distributions de $res$ pour l'ajustement à la tension nominale uniquement	107
3.27	Distributions de $-2 \log L$ pour l'ajustement à la tension nominale uniquement	108
3.28	Corrélation entre les gains $G_{HG}$ calculés pour les données <i>flat-field-SPE</i> à 1400V et <i>flat-field-SPE</i>	109
3.29	Distributions dans un pixel de la charge pour une observation <i>flat-field-SPE</i> à 1400V et <i>flat-field-SPE</i> avec les ajustements du pic SPE	111
3.30	Distributions dans un pixel de la charge pour une observation <i>flat-field-SPE</i> avec les ajustements du pic SPE	112
3.31	Distributions de $G_{HG}$ calculé avec la méthode photo-statistique	113
3.32	Corrélation entre le gain $G_{HG}$ calculé avec la méthode d'ajustement du pic SPE et la méthode photo-statistique	114
3.33	Distributions de l'écart entre le gain $G_{HG}$ calculé avec la méthode photo-statistique et la méthode d'ajustement du pic SPE	115
3.34	Représentation des gains $G_{HG}$ pour l'ensemble des pixels de la caméra	116
4.1	Courbes de sensibilité de CTAO comparées avec les autres instruments opérants aux HE et VHE	125
4.2	Courbes de sensibilité de CTAO comparées avec les autres instruments opérants aux HE et VHE	126
4.3	Exemple d'évolution temporelle des SED utilisées en entrée de CTAAG-NVAR, pour Mrk 421 modélisé par le modèle de Christie et al. (2019)	131
4.4	Évolution de l'angle zénithal au cours du temps	134
4.5	Évolution temporelle des SED associées à chacune des observations de la séquence, à partir de celle présentées sur la figure 4.3	136
4.6	Évolution du flux différentiel à deux énergies	137
4.7	Schéma explicatif de l'attribution des modèles aux observations par interpolation des SED injectées	138
4.8	Évolution du nombre d'évènements $\gamma$ simulés dans la région ON en fonction du temps	139
4.9	Évolution du flux intégré entre 30 GeV et 10 TeV associé à la source en fonction du temps	139
4.10	Évolution de la significativité du signal en fonction du temps	140
4.11	Profil du rapport des maximums de vraisemblance pour les différents paramètres du modèle LPE ajusté	144
4.12	Représentation des spectres ajustés sur les points de flux pour différentes hypothèses	146
4.13	LC reconstruite à partir des données simulées	147
4.14	Spectre des excès reconstruits avec l'ajustement en LPCE	148

## Liste des Figures

---

5.1	Distribution du logarithme du flux pour PKS 2155-304 et Mrk 501	153
5.2	Corrélation entre le flux intégré et sa RMS pour PKS 2155-304 observé par H.E.S.S. et <i>Fermi</i> -LAT	153
5.3	Histogramme des flux intégrés au-dessus de 200 GeV générés pour différentes valeurs de $F_{\text{var}}$	158
5.4	Spectres médians des sources du programme d'observation à long terme	160
5.5	SED générées pour décrire l'évolution sur 20 ans de BL Lac	161
5.6	Évolution du flux différentiel à 278 GeV sur 20 ans de BL Lac	161
5.7	Représentation de la contribution de la lune au NSB en fonction de la position de pointé dans le ciel	162
5.8	Évolution du facteur de rejet lié au mauvais temps	164
5.9	Taux d'excès simulé pour BL Lac à partir de son modèle à long terme	164
5.10	Distributions des significativités de détection pour les sources observées depuis les sites nord et sud de CTAO	166
5.11	Comparaison des significativités calculées pour Mrk 501 observé par MAGIC et CTAO	167
5.12	Évolution de la significativité cumulée $\sigma_c$ en fonction du temps effectif d'observation pour BL Lac	168
5.13	LC reconstruite de BL Lac et PKS 1510-089 avec 20 ans de données	170
5.14	Spectre médian reconstruit sur l'ensemble des 20 ans de données de BL Lac	171
5.15	LC reconstruite de PKS 1510-089 entre 130 et 300 GeV et BL Lac entre 50 et 300 GeV avec 20 ans de données	173
5.16	PSD reconstruites des LC de BL Lac sur toute la bande en énergie accessible par CTAO ainsi que pour la sous-bande entre 50 et 300 GeV	176
5.17	PSD reconstruites des LC de PKS 1510-089 sur toute la bande en énergie accessible par CTAO ainsi que pour la sous-bande entre 130 et 300 GeV	177
5.18	LC reconstruite de PKS 2155-304 observé avec H.E.S.S.	179
5.19	PSD reconstruite de PKS 2155-304 observé avec H.E.S.S.	181
5.20	PSD reconstruite de PKS 2155-304 observé avec H.E.S.S. sans l'éruption de 2006	181
5.21	PSD reconstruite de PKS 2155-304 observé avec H.E.S.S. en regroupant les observations par nuit	182
6.1	Évolution temporelle des SED selon le modèle de Finke, Dermer, and Böttcher (2008)	187
6.2	Évolution temporelle des SED selon le modèle de Petropoulou et al. (2024)	189
6.3	Visibilité de Mrk 421 depuis les sites de CTAO	191
6.4	Taux de photons $\gamma$ simulés suivant le modèle de Finke, Dermer, and Böttcher (2008)	191
6.5	LC reconstruite au-dessus de 30 GeV pour l'éruption de Mrk 421 avec le modèle SSC de Finke, Dermer, and Böttcher (2008)	192
6.6	Significativité de détection pour l'éruption de Mrk 421 avec le modèle SSC de Finke, Dermer, and Böttcher (2008)	193
6.7	Corrélation au cours du temps entre $\Phi$ et $\Gamma$ évalués à 150 GeV, avec le modèle SSC de Mrk 421 de Finke, Dermer, and Böttcher (2008)	194

6.8	Taux de photons $\gamma$ simulés suivant le modèle de Christie et al. (2019)	195
6.9	LC reconstruite au-dessus de 30 GeV pour l'éruption de Mrk 421 avec le modèle avec reconnexion magnétique de Christie et al. (2019)	196
6.10	Corrélation au cours du temps entre les paramètres $\Phi_0$ et $\Gamma$ évalués à 300 GeV avec le modèle avec reconnexion magnétique de Mrk 421 de Christie et al. (2019)	198
6.11	Visibilité de Mrk 501 depuis les sites de CTAO	198
6.12	Taux de photons $\gamma$ simulés suivant le modèle de Petropoulou et al. (2024)	199
6.13	LC reconstruite au-dessus de 30 GeV pour l'éruption de Mrk 501 avec le modèle lepto-hadronique de Petropoulou et al. (2024)	200
6.14	LC reconstruite entre 30 et 700 GeV, ainsi qu'au-dessus de 700 GeV pour l'éruption de Mrk 501 avec le modèle lepto-hadronique de Petropoulou et al. (2024)	201
6.15	Corrélations au cours du temps entre $\Phi_0$ et $\Gamma$ , évalués à 300 GeV et 1 TeV, avec le modèle lepto-hadronique de Mrk 501 de Petropoulou et al. (2024)	202
6.16	LC reconstruites pour le calcul du HR pour le modèle SSC de Finke, Dermer, and Böttcher (2008)	204
6.17	LC reconstruites pour le calcul du HR pour le modèle avec reconnexion magnétique de Christie et al. (2019)	204
6.18	LC reconstruites pour le calcul du HR pour le modèle lepto-hadronique de Petropoulou et al. (2024)	205
7.1	LC reconstruite avec <i>Fermi</i> -LAT de PG 1553+113	210
7.2	Visibilité de PG 1553+113 depuis les sites de CTAO	211
7.3	Évolution du modèle de SED de PG 1553+113 sur 15 ans	212
7.4	Évolution du taux de photon $\gamma$ simulé ainsi que de l'angle zénithal au cours du temps	212
7.5	LC de PG 1553+113 reconstruite avec 15 ans de données	213
7.6	Distribution des périodes détectés pour les 2000 MC de la LC observée	215
7.7	L-SP calculé à partir de la LC présentée sur la figure 7.5. La ligne bleue représente la médiane des L-SP calculés à partir des 1 000 000 <i>bootstrap</i> . Les trois zones bleues en transparence correspondent aux déviations de 1, 3 and 4 $\sigma$ autour de la médiane, respectivement de la plus sombre à la plus claire. La ligne orange représente le L-SP calculé à partir des données. Le pic avec la puissance maximale est associé à une période de 2.13 ans avec une significativité de $4.8\sigma$ .	216
7.8	Distribution de la puissance maximale des L-SP calculés sur les <i>bootstrap</i> et évolution de la $p_{\text{value}}$ en fonction du seuil en puissance dans le L-SP	217
B.1	Distribution de $G_{\text{HG}}$ pour l'ajustement à 1400V avec les paramètres $p'$ et $n$ fixés	243
B.2	Distribution de res pour l'ajustement à 1400V avec les paramètres $p'$ et $n$ fixés	244

## Liste des Figures

---

B.3	Distribution de $-2 \log L$ pour l'ajustement à 1400V avec les paramètres $p'$ et $n$ fixés	245
B.4	Distribution de $-2 \log L$ pour l'ajustement à la tension nominale combinée avec les données à 1400 V	246
B.5	Corrélation entre la résolution du SPE calculée pour les données <i>flat-field-SPE</i> à 1400V et <i>flat-field-SPE</i>	247
C.1	Modèle temporel empirique d'éruption pour la comparaison des analyses 1D et 3D	250
C.2	Significativité reconstruite pour les analyses 1D et 3D	252
C.3	Taux d'excès reconstruit pour les analyses 1D et 3D	253
C.4	$\sigma_{1D-3D}$ pour les différentes valeurs de $\Phi_0$ , $\Gamma$ , $\alpha$ et $t_{ref}$ .	254
C.5	Significativité reconstruite pour les analyses 1D et 3D pour un cas de mauvaise convergence de la méthode 3D	255
C.6	$\sigma_{1D-3D}$ pour les différentes valeurs de $\Phi_0$ , $\alpha$ et $t_{ref}$ avec un indice de photon $\Gamma$ corrélé avec le flux	255
D.1	Distribution de $TS_{valide}$ , le TS relatif à la validité des ajustements spectraux	258
D.2	Distribution de l'estimateur $G$	259
D.3	Distribution du résidus réduits $R_b$	260
D.4	Distribution du résidus réduits $R_b$ après application de coupures sur $G$	261
D.5	Distribution de $TS_{valide, bande}$ le TS relatif à la validité des ajustements spectraux entre 30 et 300 GeV	262
D.6	Distribution du résidu réduit $R_r$ avant application de coupures sur $G_{bande}$	263
D.7	Distribution du résidu réduit $R_r$ après application de coupures sur $G_{bande}$	263
E.1	LC reconstruite de BL Lac et PKS 1510-089 avec 20 ans de données pour les deux méthodes de reconstruction sans coupure	268
E.2	LC reconstruite de BL Lac et PKS 1510-089 avec 20 ans de données pour les deux méthodes de reconstruction avec coupure sur $G$	269
E.3	LC de 1ES0229+200 dans les différentes bandes en énergie	271
E.4	LC de H1426+428 dans les différentes bandes en énergie	272
E.5	LC de 1ES1011+496 dans les différentes bandes en énergie	273
E.6	LC de Mrk421 dans les différentes bandes en énergie	274
E.7	LC de Mrk501 dans les différentes bandes en énergie	275
E.8	LC de NGC1275 dans les différentes bandes en énergie	276
E.9	LC de M87 dans les différentes bandes en énergie	277
E.10	LC de WComae dans les différentes bandes en énergie	278
E.11	LC de 3C66A dans les différentes bandes en énergie	279
E.12	LC de BLLac dans les différentes bandes en énergie	280
E.13	LC de 1ES1215+303 dans les différentes bandes en énergie	281
E.14	LC de 1ES1218+304 dans les différentes bandes en énergie	282
E.15	LC de PKS1222+216 dans les différentes bandes en énergie	283
E.16	LC de IC310 dans les différentes bandes en énergie	284
E.17	LC de PKS2155-304 dans les différentes bandes en énergie	285

E.18	LC de 1ES1101-232 dans les différentes bandes en énergie	286
E.19	LC de APLibrae dans les différentes bandes en énergie	287
E.20	LC de PKS1510-089 dans les différentes bandes en énergie	288
E.21	Spectres médians reconstruits pour 1ES0229+200, H1426+428, 1ES1011+496 et Mrk421	289
E.22	Spectres médians reconstruits pour Mrk501, NGC1275, M87 et WComae	291
E.23	Spectres médians reconstruits pour 3C66A, BLLac, 1ES1215+303 et 1ES1218+304	292
E.24	Spectres médians reconstruits pour PKS1222+216, IC310, PKS2155-304 et 1ES1101-232	293
E.25	Spectres médians reconstruits pour APLibrae et PKS1510-089, et	294
E.26	PSD des LC de 1ES0229+200 dans les différentes bandes en énergie	295
E.27	PSD des LC de H1426+428 dans les différentes bandes en énergie	296
E.28	PSD des LC de 1ES1011+496 dans les différentes bandes en énergie	297
E.29	PSD des LC de Mrk421 dans les différentes bandes en énergie	298
E.30	PSD des LC de Mrk501 dans les différentes bandes en énergie	299
E.31	PSD des LC de NGC1275 dans les différentes bandes en énergie	300
E.32	PSD des LC de M87 dans les différentes bandes en énergie	301
E.33	PSD des LC de WComae dans les différentes bandes en énergie	302
E.34	PSD des LC de 3C66A dans les différentes bandes en énergie	303
E.35	PSD des LC de BLLac dans les différentes bandes en énergie	304
E.36	PSD des LC de 1ES1215+303 dans les différentes bandes en énergie	305
E.37	PSD des LC de 1ES1218+304 dans les différentes bandes en énergie	306
E.38	PSD des LC de PKS1222+216 dans les différentes bandes en énergie	307
E.39	PSD des LC de IC310 dans les différentes bandes en énergie	308
E.40	PSD des LC de PKS2155-304 dans les différentes bandes en énergie	309
E.41	PSD des LC de 1ES1101-232 dans les différentes bandes en énergie	310
E.42	PSD des LC de APLibrae dans les différentes bandes en énergie	311
E.43	PSD des LC de PKS1510-089 dans les différentes bandes en énergie	312
F.1	LC simulées entre les différentes bandes en énergie pour les cas avec ou sans hystérésis	316
F.2	Évolution dans le diagramme HR pour les LC simulées avec ou sans hystérésis	317
F.3	Diagramme HR pour une réalisation de MC dans le cas avec hystérésis avec les axes des composantes principales	318
F.4	Diagramme HR pour une réalisation de MC de type $H_0$ avec les axes des composantes principales	319
F.5	Distribution de $V(X)$ et $V_{H_0}(X)$ calculées à partir des simulations MC dans le cas avec hystérésis	320
F.6	Distribution de $V(X)$ et $V_{H_0}(X)$ calculées à partir des simulations MC dans le cas sans hystérésis	320





---

## Liste des Tables

3.1	Tableau récapitulatif des acquisitions de calibration utilisées dans ce manuscrit	78
3.2	Temps d'exécution et taux de convergence des ajustements SPE pour l'ensemble de la NectarCAM	95
3.3	Valeurs fixées de $p'$ et $n$	102
3.4	Tableau comparatif de l'erreur sur le calcul du gain à la tension nominale avec ou sans les données à 1400 V	110
3.5	Résultats principaux pour l'étude de la calibration du gain de la NectarCAM	117
4.1	Paramètres spectraux du modèle LPE ajustés	142
4.2	Valeurs des estimateurs de variabilité de la LC reconstruite sur les données simulées	149
5.1	Sources étudiées par le programme d'observation à long terme des AGN de CTAO	156
5.2	Caractéristiques des PSD utilisées pour décrire les AGN de programme d'observation à long terme	156
5.3	Paramètres spectraux des différentes sources	159
5.4	Sources étudiées avec leur nombre d'observations de 30 min ainsi que la médiane de leur significativité de détection à 30 min d'intégration durant 20 ans	163
5.5	Paramètres ajustés du spectre médian sur les 20 ans de données simulées de BL Lac	169
6.1	Valeurs des estimateurs de variabilité de la LC reconstruite sur les données simulées de Mrk 421 avec le modèle SSC	193
6.2	Valeurs des estimateurs de variabilité de la LC reconstruite sur les données simulées de Mrk 421 avec le modèle à reconnexion magnétique de Christie et al. (2019)	196
E.1	Paramètres spectraux des spectres médians reconstruits pour l'ensemble des sources	290



---

## Liste des acronymes

**ACTA** amplifier for Čerenkov telescope array

**ADC** analog to digital converter

**AGN** active galactic nucleus

**ASTRI** Astrofisica con Specchi a Tecnologia Replicante Italiana

**BLR** broad line region

**BLRG** broad line radio galaxy

**BP** backplane

**CAT** Čerenkov Array at Themis

**CEA** Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives

**CGRO** Compton Gamma-Ray Observatory

**CI** continuous integration

**CTA** Čerenkov Telescope Array

**CTAO** Čerenkov Telescope Array Observatory

**DIRAC** Distributed Research using Advanced Computing

**DL0** data level 0

**DL1** data level 1

**DL2** data level 2

**DL3** data level 3

**DL4** data level 4

**DL5** data level 5

**EBL** extragalactic background light

**EGRET** Energetic Gamma-ray Experiment Telescope

**EHL** extreme high-frequency-peaked BL Lac object

**EHT** Event Horizon Telescope

**FAP** false alarm probability

**FEB** front end board

**FITS** Flexible Image Transport System

**FFCS** flat-field calibration source

**FPGA** field-programmable gate array

**FPM** focal plan module

**FR** Fanaroff-Riley

**FSRQ** flat spectrum radio quasar

**GRB** Gamma-ray burst

**HAWC** High Altitude Water Cherenkov Observatory

**HDF5** Hierarchical Data Format, Version 5

**H.E.S.S.** High Energy Stereoscopic System

**HBL** high-frequency-peaked BL Lac object

**HE** high energy

---

**HG** high gain

**HR** hardness ratio

**HEGRA** High Energy Gamma-Ray Astronomy

**HSP** high synchrotron peaked

**IACT** imaging atmospheric Čerenkov telescope

**IBL** intermediate-frequency-peaked BL Lac object

**IB** interface board

**IC** inverse Compton

**IJCLab** Laboratoire de Physique des 2 infinis Irène Joliot-Curie

**IR** infrarouge

**IRAP** Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie

**Irfu** Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers

**IRF** instrumental response function

**ISP** intermediate synchrotron peaked

**JSON** JavaScript Object Notation

**KSP** Key Science Projects

**L0** level 0

**L1** level 1

**L2** level 2

**LAT** Large Area Telescope

**LC** lightcurve

**LCR** *Light Curve Repository*

**LBL** low-frequency-peaked BL Lac object

**LG** low gain

**LHAASO** Large High Altitude Air Shower Observatory

**LPNHE** Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Énergies

**LST** large-sized telescope

**LSP** low synchrotron peaked

**L-SP** Lomb-Scargle périodogramme

**LP** loi de puissance

**LPC** loi de puissance avec courbure

**LPE** loi de puissance avec coupure exponentielle

**LPCE** loi de puissance avec courbure et coupure exponentielle

**MAGIC** Major Atmospheric Gamma-Ray Imaging Čerenkov

**MC** Monte Carlo

**MHD** magnétohydrodynamique

**MJD** Modified Julian Day

**MST** medium-sized telescope

**NLR** narrow line region

**NLRG** narrow line radio galaxy

**NSB** night sky background

**PACTA** pre-amplifier for Čerenkov telescope array

**PCA** principal component analysis

**PDF** probability density function

**PE** photoelectron

---

**PG** pic-global

**PL** pic-local

**PM** photomultiplier

**PS** photo-statistique

**PSD** power spectrum density

**PSF** point spread function

**QSO** quasi-stellar object

**R0** raw 0

**RMS** root mean square

**SED** spectral energy distribution

**SMBH** super massive black hole

**SNR** supernova remnant

**SPE** single photoelectron

**SSC** synchrotron self-Compton

**SST** small-sized telescope

**ST** somme-totale

**SWG0** Southern Wide-field Gamma-ray Observatory

**TIB** trigger interface board

**TS** test statistique

**UDP** user datagram protocol

**UHBL** ultra-high-frequency-peaked BL Lac object

**UHECR** ultra high energy cosmic ray

**UV** ultraviolet



**UTC** Coordinated Universal Time

**VERITAS** Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System

**VHE** very high energy

**VLBI** Very Long Baseline Interferometry

**WT** white target

---

## Remerciements

Quand on commence une thèse, on se dit que c'est long. Trois ans, c'est vrai que c'est long. Mais finalement, c'est avec une certaine stupeur qu'on réalise que ces années sont passées extrêmement vite. Je pense qu'on ne peut imaginer en débutant les opportunités de rencontres et d'expériences qui s'offrent à nous durant cette période. J'y ai en effet rencontré des personnes incroyables, avec qui j'ai vécu des moments inoubliables, qui ont indéniablement marqué ma vie à jamais. Je profite donc de ces quelques pages pour vous adresser ces mots.

Tout d'abord, je me dois de remercier les membres du LPNHE de manière générale, qui participent à ce que l'ambiance soit aussi plaisante. Les discussions à la cafet, ou bien encore lors de nos interactions, ont toujours été plaisantes. Je tiens à remercier particulièrement Karine du service informatique, mon parrain de thèse Fred et Tristan avec qui nous avons partagé un week-end de triathlon 24h au Touquet, 10 jours avant ma soutenance ! Mes slides n'étaient évidemment pas faites. Je tiens aussi à remercier l'équipe CTA du LPNHE, vous qui expliquiez, lors de nos réunions de groupe, les problèmes rencontrés pour la production des FEB de la NectarCAM. Je n'ai rien compris pendant des mois, mais après 3 ans j'ai finalement quelques notions *hardware*. Mention spéciale à François pour nos échanges toujours agréables aussi bien au labo que lors de meeting et à Floriane qui était dans l'équipe durant ma première année.

J'ai une pensée pour tous les collègues avec qui j'ai pu échanger, qui ont pu me partager leur expertise scientifique, aussi bien lors des pauses café en conférence que lors des soirées de meeting. Je remercie Elina, Elisa, Matteo et Catherine avec qui j'ai pu collaborer au sein du groupe extragalactique de CTAO. Une mention particulière est réservée à Jonathan, pour qui la statistique se lit facilement au petit-déjeuner. Une pensée va aussi à l'équipe **GAMMAPY** avec qui j'ai eu des discussions très utiles pour le développement de mes codes. Je remercie finalement les membres de la collaboration NectarCAM que j'ai pu fréquenter dans divers contextes, en particulier François, Halim, Federica, Pierre et Luigi. Merci aussi à Vincent avec qui ce fut un plaisir de travailler sur le développement du code de calibration. Et finalement merci à Malory de m'avoir appris à lancer des haches.

Je pense que cette thèse ne se serait pas déroulée de la même manière sans les autres doctorants et postdocs du LPNHE que je remercie tous. Après un long silence je vous ai finalement adressé la parole et j'ai découvert des personnes qui ont marqué mon passage au labo. Je remercie particulièrement Tomaso, Slava, Paul, Loula, Fotis, Pablo, Ugo, Claire, Aloïs et Anastasiia. Merci à Line pour sa détermination à mixer caps et rugby au JRJC, merci à Anaële pour sa bonne humeur et notre expérience sur le T24, merci à Marion d'avoir été le soleil de notre bureau. Merci à Julianna qui avait initié cette dynamique avant ma génération avec le "Lunch". Ensuite, je remercie Artur de ne jamais être réticent pour un verre (non je te remercie pas pour tes "Tu préfères") et Leander pour ses blagues et ses anecdotes toutes plus folles les unes que les autres. Un grand merci va à Anna, qui était bien souvent de la partie, avec un certain Daniel, pour aller boire des verres de décompression au mois de juin en fin d'écriture. Pour le côté sportif, merci aussi pour les fives, à l'autre bout de Paname. Je me souviendrai longtemps des pauses interminables de 16 à 18h, des lunch, des sorties à la BaB le vendredi ou bien encore des soirées raclettes.

Ma fin d'étude et ma première année étaient parfois difficiles, j'étais assez convaincu de ne pas vouloir poursuivre en recherche, et ce n'était donc pas évident de trouver la motivation pour m'investir dans la thèse. Je remercie Manon, qui a su me supporter et me soutenir activement durant cette période. Bien que les choses aient été plus difficiles ensuite entre nous, tu auras marqué très positivement mes souvenirs de cette période.

Durant cette thèse j'ai eu la chance de beaucoup voyager, et de croiser sur ma route des personnes telles que Jessy que je remercie pour nos échanges à SOS en 2022. Je remercie Maxime que j'avais rencontré à cette occasion et que j'ai revu un an plus tard, aux JRJC. C'est là-bas que j'ai rencontré Cervane et Tom avec qui j'ai apprécié échanger en toute sobriété. Je remercie Georgia rencontrée lors de mon séjour au Japon et je remercie les personnes croisées lors de mon passage en Namibie pour un shift, notamment Nelao et Sennae. Je tiens à remercier aussi Emma, pour notre rencontre aussi brève qu'intense, qui a marqué un véritable changement dans ma vie. Au delà des voyages, j'ai aussi rencontré des personnes autour de Jussieu. Je pense tout d'abord à Rayan, dont je tairai le surnom ici, que je retrouvais bien souvent sur la plateforme de Jussieu (ou au 5e étage). Merci aussi à Elsi, rencontrée sur la fin de l'écriture, mais qui a tout de même accepté de s'incruster avec nous en conférence à Milan pour une semaine festoyante.

Par nous, j'entends la dream team, la fine fleur de l'avenir de la recherche en France, le "fun" club de CTA. Je tiens tout d'abord à remercier Justine, à la fois excellente chercheuse et experte de PMU. J'arrive ensuite à Sami, avec qui j'ai eu la chance de voir un combat de catch au Japon lors de l'ICRC, souvenir grandiose. Et finalement un grand merci à Lucas et Maxime, avec qui j'ai eu des fous-rires inoubliables dans les rues de Bologne. Merci de m'avoir fait découvrir les "cono" et les "panino". Je suis sincèrement heureux de vous avoir rencontrés et de savoir qu'on continuera de bosser ensemble ces prochaines années. J'arrive maintenant à Cyann, notre rencontre à CTA France a été un véritable plaisir, et je suis heureux de commencer un postdoc dans ton labo. J'espère que j'aurai encore le plaisir de te voir danser le pole dance sur un bar.

---

J'en viens maintenant au fameux Daniel, je pense que notre rencontre à Naples a marqué un tournant dans ma vision de ma thèse et du monde de la recherche de manière générale. Tu n'es pas pour rien dans mon désir de poursuivre dans ce milieu. Ton arrivée à Paris a permis de clôturer cette thèse et la période de l'écriture en apothéose. Pour reprendre tes mots, c'est vrai que je ne serais pas malheureux de savoir qu'on passerait les 40 prochaines années à travailler ensemble.

Une autre personne essentielle dans cette aventure, et qui m'a aussi permis d'adhérer pleinement au monde de la recherche, est mon encadrant Jean-Philippe. Je pense que je n'aurais pas pu trouver personne plus compatible pour cette expérience. Tu as toujours pu m'accorder le temps que je te demandais, et ce malgré ton emploi du temps particulièrement chargé et tes nuits parfois très courtes. Tu me laissais aussi agir librement et je n'ai jamais eu l'impression de te rendre des comptes. Tu as su me permettre d'avoir de la visibilité au sein des collaborations, ce qui m'a permis de m'émanciper et de m'affirmer en tant que jeune chercheur. De plus, cela a indéniablement facilité ma poursuite en postdoc. En bref, je te remercie d'avoir été un directeur de thèse exemplaire, autant pour tes compétences scientifiques et techniques, que pour tes compétences humaines.

Je remercie maintenant mes amis de toujours, Dudu et Chocho, vous qui m'accompagnez depuis le lycée. Merci aussi à Florian et Rodolphe, on se connaît depuis la maternelle et 25 ans plus tard vous êtes présents pour ma soutenance de thèse. Merci aussi à Valentine, j'ai énormément apprécié nos sorties à la salle ou bien au bar durant ma troisième année. Merci finalement à Cadine, rencontre plus récente mais personne tout autant importante avec qui on a vécu un voyage extraordinaire au Kenya. On se rappellera des vomis sur les pentes du Kilimanjaro.

Je ne serais pas arrivé ici sans mes parents, qui m'ont appris la curiosité, caractère essentiel à la démarche scientifique. Je vous remercie aussi pour les valeurs que vous m'avez inculquées et qui font de moi la personne que j'ai été ces 3 dernières années. Je vous remercie aussi, ainsi que mes grands-parents, d'avoir toujours cru en moi et de vous être toujours intéressés à moi durant cette période. Je remercie aussi mon frère et ma sœur, j'ai adoré vos venues à Rungis l'espace d'un week-end, et notre périple dans les Pyrénées à la fin de mon écriture. Mrc le sang.

J'en arrive maintenant à mes 3 "salopards". Je suis extrêmement heureux d'avoir pu partager avec vous ces 3 années de thèse. J'ai aussi mis un certain temps à vous adresser la parole j'en conviens, mais une fois fait, j'ai découvert 3 personnes qui sont aujourd'hui devenues de véritables amis. Je pense tout d'abord à Thierry, j'ai adoré trouver quelqu'un qui avait grandi dans un cadre similaire, qui avait les mêmes références de campagne que moi. Merci maintenant à Rono, pour tes blagues toujours plus déplacées les unes que les autres et pour les sorties running du midi (avec Thierry quand il n'était pas blessé). J'en viens maintenant à remercier Enya, pour toute ton énergie, tes blagues et bien évidemment d'avoir été une oreille pour nos discussions passées 18h, au bureau ou dans le RER C.

Il y en a un que je n'ai pas encore cité et qui pourtant m'a accompagné depuis la 5e jusqu'au master : Yaniss, alias Rube Lebogoss, alias Une bouée sur l'océan. Je te remercie pour toutes ces années d'études, du collège à la fac en passant par les galères de la prépa, on s'est toujours éclaté. Ton début de thèse pendant le Covid alors que

## Remerciements

---

moi j'étais bloqué en région centre nous avait éloignés mais j'ai eu un grand plaisir à te retrouver en débutant ma thèse post-Covid. Je te remercie particulièrement de m'avoir accueilli chez toi aux Ulis en 2023 alors que je traversais une période difficile au milieu de la thèse. Ensuite, 6 mois plus tard c'est toi qui venais chez moi pour une année de colocation à Rungis. Cette dernière année en cohabitation a été d'une grande joie et bien riche d'anecdotes. Merci aussi pour les voyages, de m'avoir accompagné au Japon, notre road-trip de folie en Namibie, nos courses à Athènes, Berlin, Vienne et ailleurs. Tu as toi aussi participé à ce que ma 3e année soit aussi inoubliable.

Pour finir, je vais adresser ces derniers mots à Laura, qui est arrivée dans ma vie de manière aussi inattendue qu'imprévisible. Sans s'en être rendu compte ça fait quelques temps que tu partages ma vie et tu m'as apporté beaucoup de bonheur ces derniers mois. Je ne le montrais sûrement pas mais l'écriture avait son lot de difficultés et tu as œuvré à les rendre plus douces. Je suis heureux d'avoir partagé ce bout de chemin avec toi et j'aborde avec impatience ce qui se dessine à l'horizon.

Je dois reconnaître que j'ai été particulièrement loquace, mais bon, s'il y a bien une place où je peux me le permettre c'est bien ici. Qui lit encore des remerciements de toute façon, surtout après plus de 3 pages. Après tout, c'est à l'image de la taille de ce manuscrit. J'ai taché d'oublier personne et de mettre à l'honneur vous tous qui m'avez marqué. Et pour ceux que j'aurais tout de même oubliés, j'espère que vous me pardonneriez.

En bref, ces 3 années m'auront tant marqué qu'elles en resteront inoubliables, et je vous remercie, vous, d'avoir permis cela.

---

## Préambule

Les noyaux actifs de galaxies sont des objets compacts extragalactiques qui peuvent se situer au centre des galaxies. Ils sont sources de rayonnements intenses et constituent des accélérateurs de particules très efficaces. Ils sont donc particulièrement intéressants et couvrent une grande variété de questions scientifiques. Ce manuscrit porte sur l'étude des noyaux actifs de galaxies à l'ère du Cherenkov Telescope Array Observatory. Nous aborderons ce sujet sous divers aspects, organisés en trois sections principales.

La première section (I) comprend deux chapitres. Le premier chapitre sert d'introduction générale aux noyaux actifs de galaxies et décrit en détail les processus d'émission ainsi que le modèle standard de ces objets. La dernière partie de ce chapitre présente l'état de l'art actuel des modèles phénoménologiques, qui sont approfondis dans les sections suivantes du manuscrit. Le deuxième chapitre introduit l'astronomie Cherenkov, en détaillant le principe général de détection et de reconstruction des observations gamma à très haute énergie. Les différents instruments actuellement en opération, ainsi que le futur Cherenkov Telescope Array Observatory, y sont également décrits.

La deuxième partie du manuscrit traite du travail effectué dans le cadre du développement de la NectarCAM, caméra qui équipera les télescopes de taille moyenne du site nord du Cherenkov Telescope Array Observatory. Dans cette partie, la caméra est tout d'abord décrite. Ensuite, le travail de calibration réalisé est détaillé, ainsi que les développements logiciels associés. Les résultats principaux concernent la calibration des gains.

Enfin, la dernière partie aborde les perspectives offertes par le Cherenkov Telescope Array Observatory pour l'étude de la variabilité des noyaux actifs de galaxies. Cette section se compose de quatre chapitres. Le premier chapitre concerne le développement logiciel d'un code de simulation et d'analyse de données. Ce code est ensuite utilisé dans les deux chapitres suivants, consacrés respectivement à l'étude de la variabilité à long terme et à court terme des noyaux actifs de galaxies. Enfin, le dernier chapitre porte sur la détection de périodicités, avec une application à des données réelles acquises par [H.E.S.S.](#)



# **Part I**

## **Noyaux actifs de galaxie et détection de leur émission à haute énergie**





---

Cette première partie vise à introduire l'ensemble du sujet d'étude de cette thèse, à savoir dans un premier chapitre, 1, l'émission aux très hautes énergies des noyaux actifs de galaxies. Les moyens pour détecter et étudier ce rayonnement sont ensuite introduits dans le chapitre 2.



# Noyaux actifs de galaxie et émission à haute énergie

## Sommaire

1.1	Noyaux actifs de galaxie	6
1.1.1	La découverte des AGN	6
1.1.2	Le modèle standard des AGN	8
1.1.2.1	Description du modèle	8
1.1.2.2	Détails des différents éléments constitutifs	10
1.1.3	Vers une séquence des blazars	13
1.1.3.1	Description des blazars	13
1.1.3.2	La séquence des blazars : une réponse controversée	16
1.2	Description des rayons cosmiques	18
1.2.1	Processus d'accélération	21
1.2.1.1	Accélération de Fermi du second ordre	21
1.2.1.2	Accélération de Fermi du premier ordre	22
1.2.2	Sources dans l'Univers	23
1.2.3	Propagation	24
1.3	Émission des rayons gamma	25
1.3.1	Synchrotron	25
1.3.2	Compton inverse	27
1.3.3	Processus d'émission hadroniques	29
1.3.4	Absorption des photons $\gamma$	31
1.4	Description de l'émission des AGN	33
1.4.1	Sources de rayonnement IC	33
1.4.2	Modèle d'émission Synchrotron <i>self</i> -Compton SSC	33
1.4.3	Le cas des particules hadroniques	34
1.4.4	Modèle de jet	34
1.4.4.1	Modèle à une zone jet	34

1.4.4.2	Modèle multi-zones	34
1.4.4.3	Modèle dépendant du temps	35

---

### 1.1 Noyaux actifs de galaxie

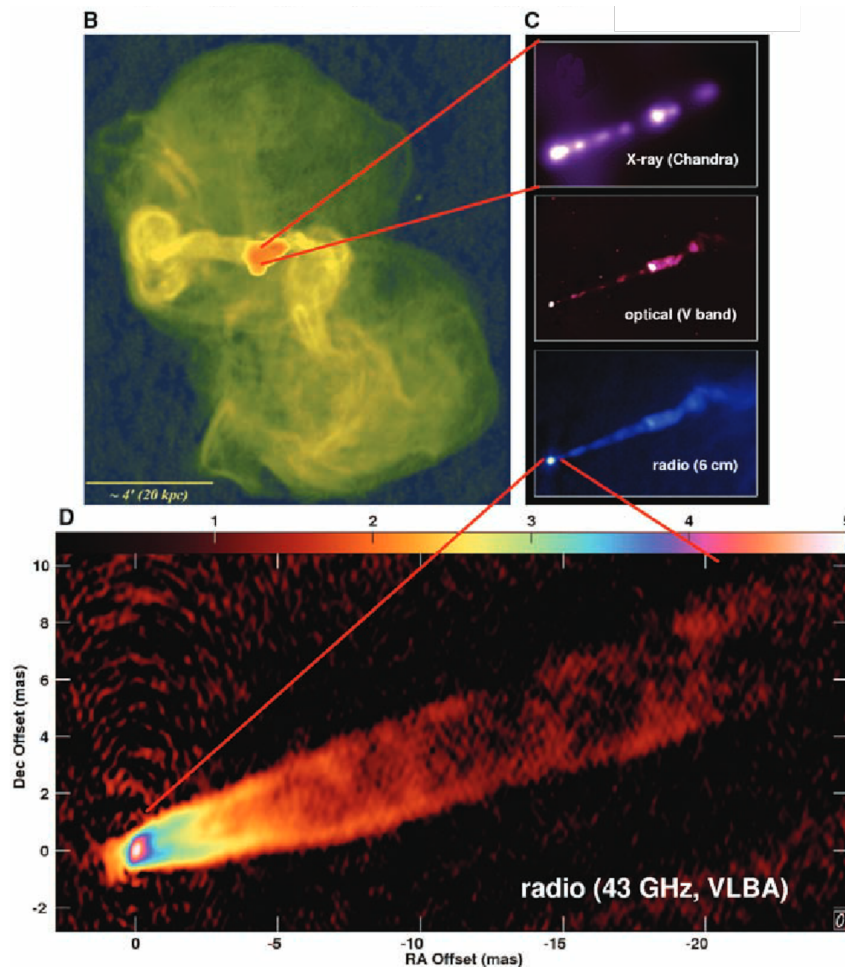
Les noyaux actifs de galaxies (**AGN**, *active galactic nucleus*) sont des objets astrophysiques, parmi les plus énergétiques de l'Univers, dont la découverte remonte à la fin des années 1950. Ils sont donc un sujet d'étude assez récent et ont pendant longtemps souffert d'un manque d'observations, ce qui en faisait un sujet fortement controversé jusqu'aux années 1980. En effet, beaucoup d'objets aux propriétés différentes étaient potentiellement considérés comme des **AGN**, et il a fallu attendre une classification ainsi qu'un modèle unifié afin d'expliquer cette diversité. Cependant, certaines questions sont encore ouvertes aujourd'hui.

Une galaxie est considérée comme active à partir du moment où l'émission de son noyau est plus brillante que celle du reste de la galaxie. Ainsi, on estime à 10% le nombre de galaxies hébergeant un **AGN**.

Dans ce chapitre, une rapide revue de l'histoire de la découverte des **AGN** jusqu'à l'établissement d'un consensus sur leur classification est faite. Les rayons cosmiques sont ensuite introduits pour faire le lien avec l'émission des **AGN**, les processus d'accélération à l'œuvre au sein de ces objets sont ensuite décrits. Ce chapitre termine par la description non exhaustive des modèles couramment utilisés pour décrire les **AGN**. Ces modèles serviront à alimenter la discussion tenue dans la partie III

#### 1.1.1 La découverte des **AGN**

En 1943, Seyfert découvre des galaxies qui présentent des raies d'émission élargies en optique (Seyfert, 1943), cet élargissement par effet Doppler est la preuve de la vitesse élevée des particules à l'origine de ces raies. La notion de **AGN** n'est pas encore évoquée ici, mais les galaxies ainsi découvertes seront ensuite appelées galaxies de Seyfert, un sous-groupe de **AGN** qui sera détaillé plus amplement dans 1.1.2. Ensuite, les avancés techniques en radio ont rapidement permis d'apporter de nouvelles perspectives quand à l'étude de ces objets. Une découverte importante fût celle d'une source très lumineuse en radio, Cygnus A (Jennison, 1959), qui a donc été le premier objet à peupler la classe des radio galaxies. Cette forte luminosité, expliquée par émission synchrotron (cf. 1.3), nécessite une très grande quantité d'énergie, premier indice de la quantité d'énergie démesurée que peut contenir ce genre d'objet. De manière parallèle, en 1949, Virgo A et Centaurus A, ont été détectées en radio (Stanley and Slee (1950); Bolton, Stanley, and Slee (1949)) et associées à M 87 et NGC 5128 respectivement, détecté en optique depuis plus de cent ans. C'est ainsi que l'association entre galaxie de Seyfert et radio galaxie a commencé. Une autre découverte importante des années 1960 est celle de 3C 273 (Schmidt (1963); Hazard, Mackey, and Shimmins (1963)) où un jet de 20 arcsec, très similaire à celui de M 87 est visible.



**Figure 1.1:** Observations radio, optique et X de M 87. On peut voir que jet est d'autant plus visible que la longueur d'onde augmente. C'est pourquoi la résolution du jet est encore aujourd'hui impossible au delà des rayons X. Crédit : [Acciari et al. \(2009\)](#)

Contrairement aux radio galaxies précédemment découvertes, 3C 273 présente des raies d'émission larges. Initialement considérée comme une source stellaire, son décalage vers le rouge<sup>1</sup> de 0.16 exclu immédiatement l'origine galactique d'un tel objet. 3C 273 sera le premier objet appelé "quasi-stellar object" qui sera ensuite contracté en quasar. La fin des années 1960 marque les débuts de l'astronomie X, en effet M 87 est d'abord découvert en rayons X ([Bradt et al., 1968](#)) suivi de Centaurus A ([Schreier et al., 1979](#)). Certains objets, dont M 87, sont ainsi visibles à la fois en radio, en optique et en rayons X (See Fig. 1.1). Au début des années 1980, il est clairement admis que la majorité des galaxies, ainsi que la Voie Lactée, présentent un noyau présentant des raies d'émission, de l'émission stellaire ainsi qu'un rayonnement non thermique ([Keel, 1983](#)).

De nombreuses tentatives apparaissent pour expliquer l'origine de cette émission à

<sup>1</sup>A partir de maintenant nous utiliserons l'anglicisme *redshift* pour parler de décalage vers le rouge

## 1. Noyaux actifs de galaxie et émission à haute énergie

---

partir des années 1960 mais c'est [Salpeter \(1964\)](#) et [Zel'dovich and Novikov \(1967\)](#) qui pour la première fois évoquent la présence d'un trou noir super massif (SMBH, *Super Massive Black Hole*) d'une masse entre  $10^5$  et  $10^{10}$  masses solaire ( $M_{\odot}$ ) au centre des galaxies. La présence d'un disque d'accrétion aux abords du trou noir fait alors sont apparition ([Lynden-Bell, 1969](#)). Les deux lobes observés en radio pour entre autres Cygnus A ont été expliqués par la présence d'un jet de part et d'autre du trou noir centrale dans [Rees \(1971\)](#).

L'essor de l'interférométrie à très longue base (VLBI, *Very Long Baseline Interferometry*) à la fin des années 1960 permet d'augmenter drastiquement la résolution en radio, pour atteindre l'ordre de  $10^{-3}$  arcsec. Cette résolution permet ainsi d'observer dans 3C 279 puis 3C 273 une vitesse super-luminique de sphéroïdes (couramment appelé blob) s'éloignant du noyau. Le modèle de jet de [Rees \(1971\)](#) permet d'expliquer cette vitesse apparente. En effet, si on considère un blob de matière évoluant à une vitesse relativiste avec un angle  $\theta$  par rapport à la ligne de visé, on peut montrer que :

$$\beta_{\text{app}} = \frac{v_{\text{app}}}{c} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (1.1)$$

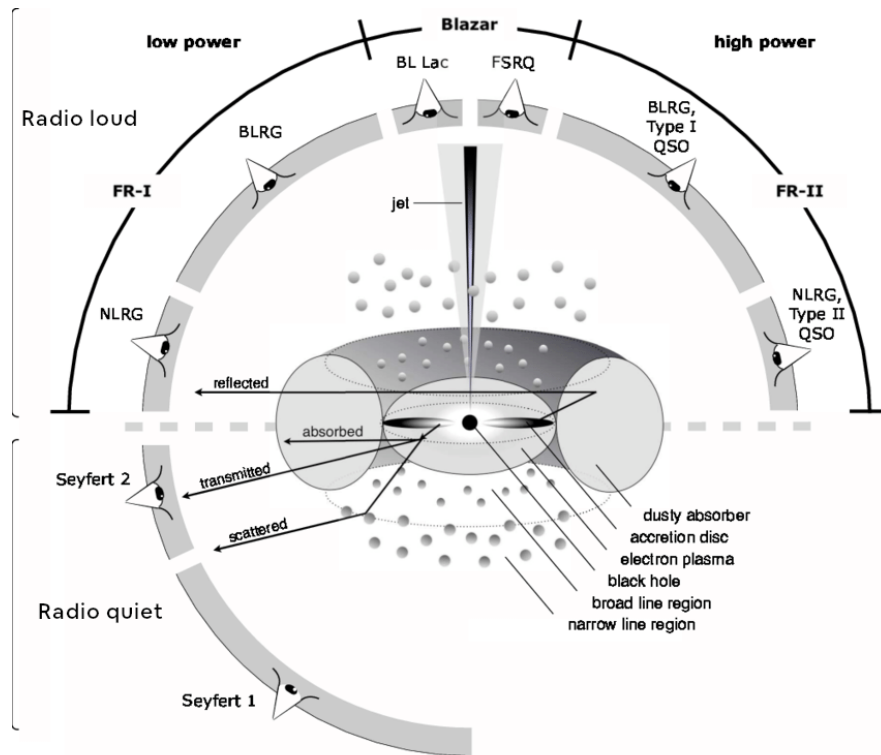
Ainsi si  $\beta(\sin \theta + \cos \theta) > 1$ , on peut alors avoir  $\beta_{\text{app}} > 1$ , les détails du calcul sont faits dans [Chevalier \(2017\)](#). Au delà de l'observation de ces blob super-luminiques, la variabilité rapide observé en rayons X puis en rayons  $\gamma$  dans les années 1980 renforce le besoin d'avoir des vitesses relativistes et apporte du soutien au modèle de Rees.

Dans un désir d'unification des galaxies de Seyfert, des radio galaxies et des quasars, et grâce à l'apparition d'une ébauche du modèle de AGN avec un SMBH centrale que nous connaissons aujourd'hui, la dénomination de AGN devient utilisés à partir du milieu des années 1970. Le modèle qui deviendra la base de celui admis aujourd'hui est finalement établie dans [Blandford and Königl \(1979\)](#), où le modèle du jet est affiné, la présence d'onde de choc dans le jet permettent d'accélérer des particules pour être en mesure d'aussi bien expliquer la cinématique observée, mais aussi le rayonnement. L'orientation du jet est aussi discutée comme une variable importante expliquant les différences observées si le jet pointe vers l'observateur (la Terre en l'occurrence) ou non.

### 1.1.2 Le modèle standard des AGN

#### 1.1.2.1 Description du modèle

Au début des années 1980, une théorie unifiée émerge alors, [Begelman, Blandford, and Rees \(1984\)](#), expliquant que les différents type d'AGN appartiennent tous à une même catégorie d'objets. En effet la présence de grande structure radio, associé à un spectre avec des raies d'émission très marquées, est la signature d'un AGN avec un jet non aligné avec la ligne de visée. En revanche, l'absence de structures radio, ainsi que la présence d'un spectre "plat", est la marque d'un AGN avec un jet aligné, appelé blazar. Le dernier problème, qui sera résolu quelque années plus tard, est la présence de raies élargies pour les quasars alors que les radio galaxies présentent des



**Figure 1.2:** Schéma unifié des AGN, on peut voir que la classification repose sur la présence ou non d'un jet, et de l'angle d'observation par rapport à la direction du jet. Les abréviations suivantes sont utilisées : NLRG-Narrow Line Radio Galaxy, BLRG-Broad Line Radio Galaxy, QSO-Quasi Stellar Object, FSRQ. Crédit : Beckmann and Shrader (2012)

raies fines. En effet en 1985, Antonucci and Miller (1985) montre la présence d'un tore de poussière entourant le SMBH dans le plan du disque d'accrétion pour NGC 1068. Ce tore est optiquement épais et donc occulte totalement les raies d'émission élargies par effet Doppler relativiste, émises par la matière la plus rapide, et donc la plus énergétique, située dans la zone appelée "région à raie large" (BLR, broad line region), et donc la plus proche du trou noir.

Finalement la classification commune des AGN est finalement détaillée dans Urry and Padovani (1995). La figure 1.2 présente un schéma d'AGN décrivant le modèle unifié. On peut tout d'abord observer une différence entre les galaxies qui sont "bruyantes" en radio et celles qui sont "calmes"<sup>2</sup>, la différence s'explique par la présence ou non d'un jet. On considère qu'un AGN est bruyant en radio si le rapport des flux radio sur optique est supérieur à 10,  $F_{5\text{GHz}}/F_{\text{opt}} > 10$ . Aussi, comme évoqué précédemment, l'orientation du jet marque la distinction entre radio-galaxies et blazars. Ces derniers se distinguent en deux différentes catégories, la première est composée des quasars à spectre plat et intense (FSRQ, Flat Spectrum Radio Quasar), c'est la catégorie de quasars dont nous parlons depuis le début. En effet la deuxième catégorie, de type BL Lac, est arrivée plus tard. En effet ces types d'AGN sont longtemps restés des

<sup>2</sup>de l'anglais *radio loud* ou *radio quiet*



## 1. Noyaux actifs de galaxie et émission à haute énergie

---

sources radio bruyantes inconnues, car l'absence de raie d'émission rendait impossible l'estimation de leur distance. C'est en 1974 que le *redshift* de BL Lacertae pu exclure son origine galactique (Oke and Gunn, 1974). Ce qui donnera donc le nom à la sous-catégorie de blazar présentant les mêmes caractéristiques. En ce qui concerne les radio galaxies, il existe une distinction entre les FR-I (FR, Fanaroff-Riley), qui présentent un jet visible depuis les abords du trou noir centrale et dont la luminosité devient plus faible avec la distance, et les FR-II, qui eux présentent une émission radio principalement localisée à l'extrémité des jets. On distingue pour chacun des types, que ce soit les Seyfert, les FR-I ou FR-II la même subdivision en fonction de l'orientation par rapport au plan du disque d'accrétion. En effet, comme évoqué plus haut, le tore de poussière peut masquer l'émission de la BLR et ne laisser visible que l'émission plus lointaine issue de la région appelée "région à raie fine" (NLR, narrow line region).

Une autre variable discriminante pas encore évoquée, est la polarisation du flux, en effet les AGN bruyant en radio émettent une émission polarisée en radio. De même les BL Lac et FSRQ présentent généralement une émission polarisée en optique. Et pour finir, les galaxies de Seyfert exhibent elles aussi un continuum polarisé en optique. La polarisation du rayonnement est alors une autre grandeur très intéressante, c'est une signature de la géométrie des AGN, capable de discriminer les types d'objets, mais aussi et surtout, les modèles d'émission. Cependant nous n'exploiterons pas de donnée de polarisation dans la suite de ce manuscrit.

Au delà de pouvoir expliquer la diversité des observations multi-longueur d'onde des AGN et ainsi pouvoir affirmer que les blazars, radio galaxies ou Seyfert sont bien la manifestation d'un même objet astrophysique, le modèle de jet permet d'accélérer les particules par différents mécanismes, qui seront détaillés dans la section 1.3. De plus, ces particules accélérées vont pouvoir émettre un rayonnement électromagnétique multi-longueur d'onde qui sera détaillé dans la partie 1.3

### 1.1.2.2 Détails des différents éléments constitutifs

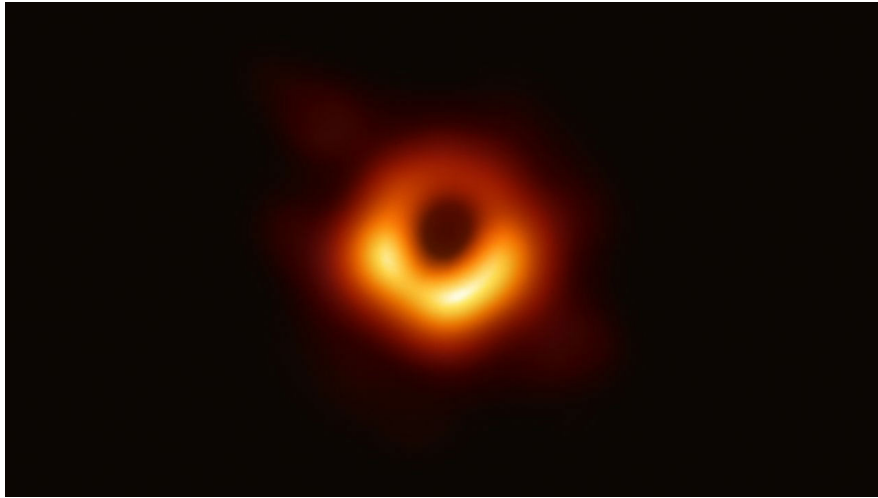
Différents éléments composent donc le modèle d'AGN, chacune des régions constitutives du modèle peut être source de rayonnement radiatif. Ces différentes régions sont définies dans les paragraphes suivants, depuis le centre vers l'extérieur de l'engin central.

#### Un trou noir super massif :

Au centre du noyau, on trouve un SMBH d'une masse entre  $10^5$  et  $10^{10} M_{\odot}$ . Pour estimer la masse du trou noir, une méthode spectroscopique est utilisée : la cartographie par réverbération<sup>3</sup> (en anglais *reverberation mapping*) (Blandford and McKee,

---

<sup>3</sup>Pour ce faire, on mesure un délai entre une variation de luminosité du disque d'accrétion et la variation induite dans la BLR, en supposant que la BLR est compacte, on peut considérer que la distance parcouru correspond au rayon de la BLR. Ensuite, grâce à la largeur des raies d'émission de la BLR, il est possible de déterminer la vitesse du gaz, et ainsi d'accéder à la masse du trou noir centrale.



**Figure 1.3:** Observation directe du *SMBH* dans *M 87* par l'*EHT* à 230 GHz en 2017, *FSRQ*. Crédit : Collaboration *EHT*

1982). La masse et la rotation du trou noir sont responsables de la géométrie de l'*AGN*, ainsi que d'une éventuelle précession du jet qui sera évoquée dans la section 5. La première observation directe d'un *SMBH* est assez récente et a été obtenue grâce à l'Event Horizon Telescope (*EHT*) en 2017 ([Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019](#)). Le *SMBH* au centre de la galaxie *M 87* a été observé à 230 GHz comme le montre la figure 1.3, sur laquelle on ne voit pas directement le *SMBH* mais le plutôt la matière chaude accrétée au plus proche de l'objet.

### Un disque d'accrétion :

Au plus proche du trou noir, d'une extension de l'ordre de 0.005 à 0.05 parsec ([Collin and Huré, 2001](#)), se trouve le disque d'accrétion. Ce dernier est modélisé par une multitude de corps noirs, intégrés entre l'orbite stable la plus proche jusqu'à la plus lointaine. Son émission couvre alors la partie optique et ultraviolet (*UV*) du spectre électromagnétique. Le modèle de disque utilisé est celui de [Shakura and Sunyaev \(1973\)](#). L'efficacité de l'accrétion diffère entre les *AGN* et mène à des comportements différents de ces derniers. Cette efficacité est quantifiée grâce au ratio de la luminosité du disque  $L$  sur la luminosité d'Eddington  $L_{\text{Edd}}$  définie ci-après :

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi cGM}{\kappa} \quad (1.2)$$

avec  $c$  la célérité de la lumière dans le vide,  $G$  la constante de gravitation universelle,  $M$  la masse du système et  $\kappa$  l'opacité du milieu. Cette luminosité maximise l'émission d'un objet, à l'équilibre hydrostatique, c'est à dire tel que la pression de radiation équilibre la gravité. Un objet étant plus lumineux que la luminosité d'Eddington ne sera donc pas à l'équilibre hydrostatique et des éléments seront donc éjectés.

### Un tore de gaz et de poussières :

Juste autour du disque d'accrétion se trouve un tore de gaz et de poussière, l'émission de cette zone est dominée par le rayonnement thermique de la poussière, qui se trouve donc dans l'infrarouge (IR). De plus, comme évoqué précédemment, le tore occulte la majeure partie de l'émission du disque d'accrétion et de la zone interne au tore plus généralement. La morphologie du tore est encore assez débattue, mais la résolution de certains AGN tendent à favoriser un modèle avec un disque d'accrétion fin et un tore qui l'englobe et qui forme un cône depuis ses pôles (Hönig, 2019). La présence de ce tore n'est pas admise pour tous les AGN, par exemple pour une source relativement peu lumineuse comme M 87, l'absence de la signature infrarouge du tore semble montrer son inexistence (Perlman et al., 2007).

### Une BLR et une NLR :

Du gaz ionisé compose la BLR et la NLR, source de raie d'émission. Dans la NLR, celui-ci a une vitesse de l'ordre de la centaine ou millier de kilomètres par seconde (Bennert et al., 2007). Dans la BLR, région plus proche du noyau, le gaz va plus de dix fois plus vite, ce qui induit un élargissement des raies d'émission (Peterson, 2006). Le gaz dans la couronne est celui qui est le plus loin du noyau, il permet de créer un rayonnement X par effet Compton inverse (IC<sup>4</sup>) (Cf. section 1.3.2) avec le rayonnement issue du disque d'accrétion. La BLR est une zone ionisée stratifiée, en effet il a été observé par cartographie par réverbération, qu'une variation du continuum (dominée par le disque d'accrétion), induit un délai dans la variation des raies d'émission d'autant plus court que les raies sont associées à une haute énergie (Peterson and Wandel (2000); Kollatschny et al. (2001)). Aussi, la taille de la BLR semble directement liée à la luminosité de l'AGN (Bentz et al., 2013) comme le montre la figure 1.4. La taille de la BLR est définie par le délai mesurée sur la raie  $H_{\beta}$ .

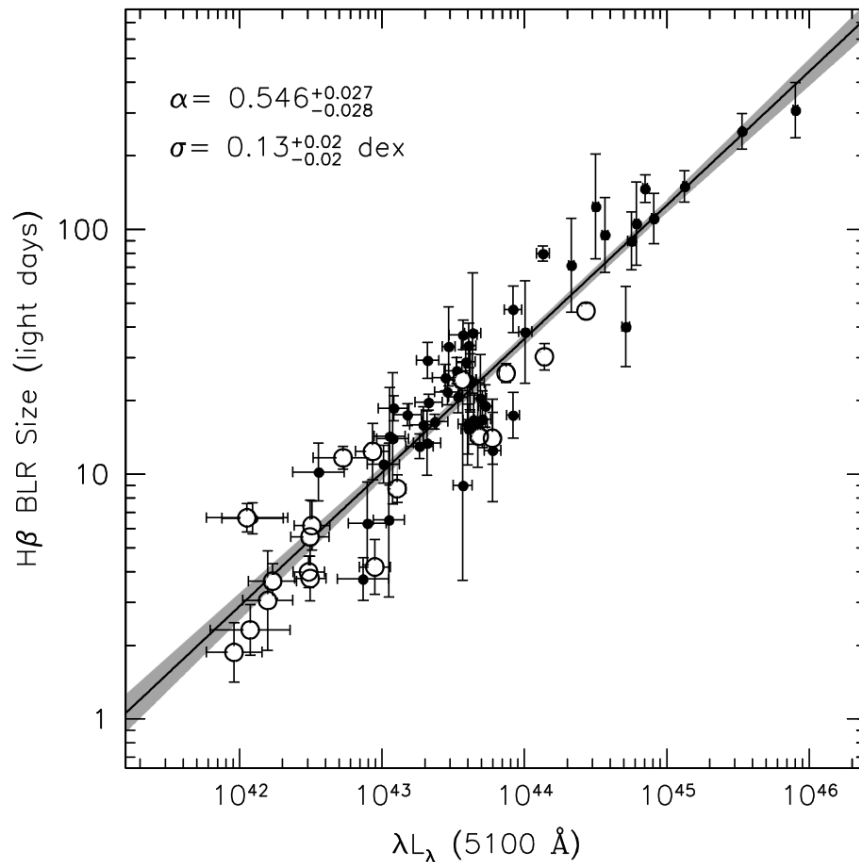
### Un jet relativiste :

Dans environ 10% des AGN, un jet est présent perpendiculaire au disque d'accrétion. Ce jet permet d'évacuer l'énergie associée au moment cinétique de la matière accrétée par le trou noir. Il est composé de matière du disque d'accrétion éjectée par le SMBH, sa taille est de l'ordre du Mpc. La signature radio dans l'émission des AGN est la preuve de l'existence d'un jet. Cette signature est visible dans toutes les directions, elle aura cependant des caractéristiques différentes en fonction de l'orientation du jet (Voir Fig. 1.2). Le jet présente la capacité à accélérer des particules leptoniques ou hadroniques à des vitesses relativistes (voir section 1.2.1, révélant ainsi une émission multi-longueur d'onde de la radio jusqu'aux rayons  $\gamma$  de très haute énergie (VHE)<sup>5</sup>. Usuellement ce domaine correspond aux rayons  $\gamma$  ayant une énergie entre 100 GeV et

---

<sup>4</sup>de l'anglais *inverse Compton*

<sup>5</sup>de l'anglais *Very High Energy*.



**Figure 1.4:** Relation entre la taille de la *BLR* et la luminosité optique à 510 nm de l'*AGN*, pour un échantillon de 71 *AGN*. Crédit : (Bentz et al., 2013)

une centaine de TeV. Dans la suite du manuscrit nous nous focaliserons sur l'émission du jet.

### 1.1.3 Vers une séquence des blazars

Dans la suite du manuscrit, nous allons nous focaliser sur l'étude des blazars. Ces derniers sont une source intense de rayonnement non thermique, exacerbée par effet Doppler. En effet de par l'orientation du jet vers la terre, ils sont une source de rayonnement  $\gamma$  de *VHE* et observables par des instruments Čerenkov (voir 2).

#### 1.1.3.1 Description des blazars

Les blazars sont donc des *AGN* avec un jet, dont le jet pointe dans la direction de la Terre. L'émission des blazars couvre le spectre électromagnétique de la radio au TeV, avec une forte composante à haute énergie (*HE*) et *VHE*. Pour caractériser le rayonnement des blazars et des *AGN* plus généralement, la distribution spectrale en énergie (*SED*, *spectral energy distribution*) est un outil très couramment utilisé. Elle se représente par la densité de flux en fonction de l'énergie ou la fréquence. La

## 1. Noyaux actifs de galaxie et émission à haute énergie

---

densité de flux peut être définie à la fois en fréquence ou en énergie, comme suit,

$$\nu F(\nu) = E^2 \frac{dN}{dE} \quad (1.3)$$

où  $\nu$  est la fréquence,  $F(\nu)$  est le flux à la fréquence  $\nu$ ,  $E$  est l'énergie et  $\frac{dN}{dE}$  le flux différentiel à l'énergie  $E$ . La SED des blazars est principalement composée de deux composantes comme le montre la figure 1.6. La première composante est issue du rayonnement synchrotron des électrons dans le jet (voir Sect. 1.3.1) alors que l'origine de la deuxième est soumise à débat (voir Sect. 1.3).

L'émission est dominée par celle du jet, notamment grâce au *boost* par effet Doppler<sup>6</sup> expliqué ci après.

### Effet Doppler relativiste sur la luminosité du jet :

Soit un élément de plasma rayonnant se déplaçant au sein du jet à la vitesse  $v$  relativiste, le jet forme un angle  $\theta$  avec l'observateur. Le facteur Doppler associé est donc le suivant :

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (1.4)$$

avec  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $c$  la célérité de la lumière dans le vide et  $\Gamma$  le facteur de Lorentz défini comme suit :

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1.5)$$

Le rayonnement émis à une fréquence  $\nu$  sera vu par l'observateur à une fréquence  $\nu_{\text{obs}} = \delta\nu$ , de même, l'énergie associée  $E = h\nu$  sera elle aussi multiplié par un facteur  $\delta$ .

On peut montrer que l'intensité spécifique  $I_\nu$  du rayonnement émise par l'élément de plasma vérifie la relation d'invariance de Lorentz (Rybicki and Lightman, 1979) suivante :

$$\frac{I_{\nu_{\text{obs}}}}{\nu_{\text{obs}}^3} = \frac{I_\nu}{\nu^3} \quad (1.6)$$

Or par effet Doppler,  $\nu_{\text{obs}} = \delta\nu$ , ce qui implique donc :

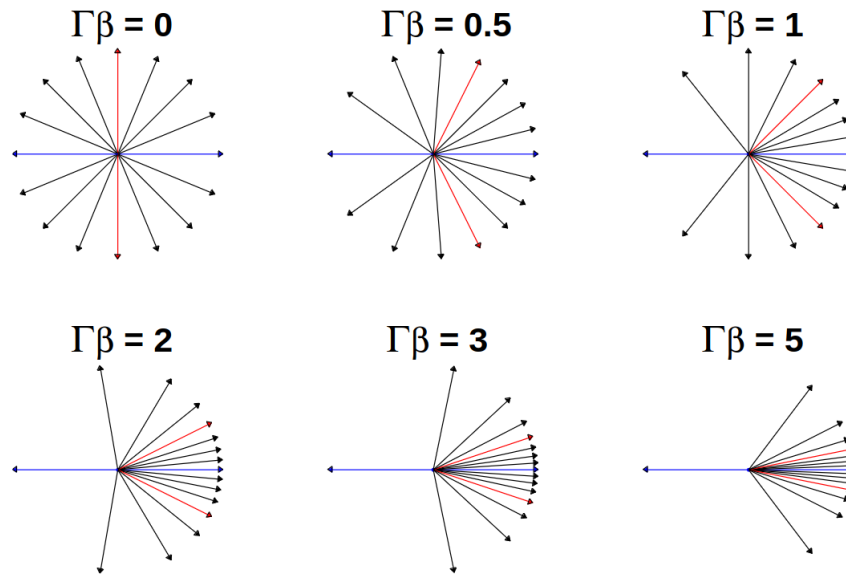
$$I_{\nu_{\text{obs}}} = \frac{I_\nu}{(\Gamma(1 - \beta \cos \theta))^3} \quad (1.7)$$

Ainsi, nous pouvons directement voir que la SED sera décalée d'un facteur  $\delta$ , alors que les flux seront quand à eux décalés d'un facteur  $\delta^3$ .

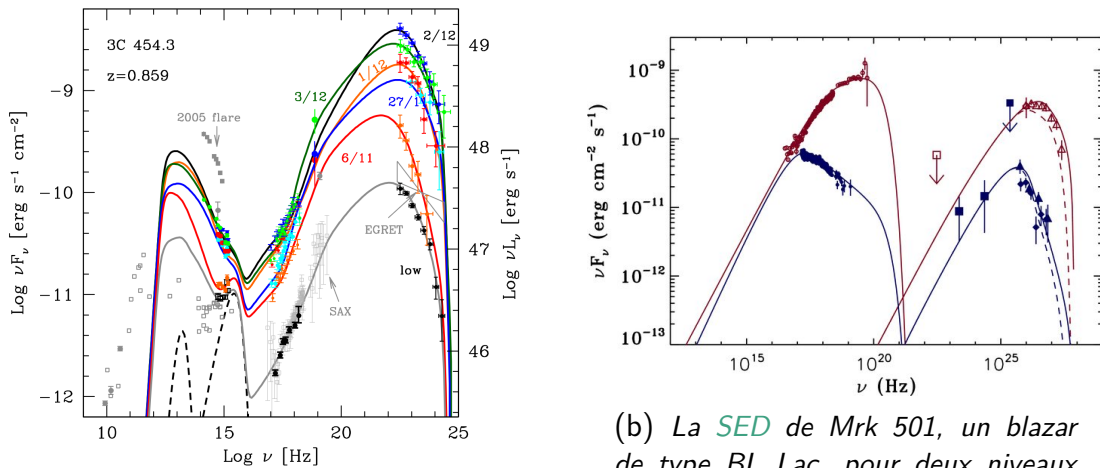
L'intensité totale  $I_{\text{obs}}$  est obtenue par intégration de la quantité précédente sur toutes les fréquences,

$$I_{\text{obs}} = \int_0^{+\infty} I_{\nu_{\text{obs}}} d\nu_{\text{obs}} = \int_0^{+\infty} \delta^3 I_\nu \delta d\nu = \delta^4 I \quad (1.8)$$

L'augmentation par effet Doppler de l'intensité totale du rayonnement reçu est à l'ordre 4 du facteur Doppler, ce qui la rend extrêmement significative. Par exemple, pour une vitesse  $\frac{v}{c} = 0.8$ , avec un angle  $\theta = 8^\circ$ , on obtient un facteur d'augmentation



**Figure 1.5:** Schéma représentant pour différentes valeurs de  $\Gamma\beta$  l'augmentation de la densité de flux reçue par un observateur. Crédit : [Granot and Ramirez-Ruiz \(2010\)](#)



(a) La *SED* multi-longueur d'onde d'un *FSRQ*, 3C 453.3. Crédit : [Romero et al. \(2017\)](#)

(b) La *SED* de Mrk 501, un blazar de type BL Lac, pour deux niveaux d'activité, un état "calme" en bleu et un état d'éruption en rouge. Crédit : [Acciari et al. \(2011\)](#)

**Figure 1.6:** *SED* typique d'un *FSRQ* et d'un objet de type BL Lac.

d'environ 70. La figure 1.5 schématise l'effet de *boost* géométrique par effet Doppler.

En outre, la figure 1.6 nous indique aussi les différences spectrales entre BL Lac et *FSRQ*. En effet on peut voir sur la figure de gauche qu'il y a une forte composante en l'infrarouge et optique, complètement absente de la *SED* du BL Lac Mrk 501 présentée sur la figure de droite.

<sup>6</sup>Doppler beaming en anglais

## 1. Noyaux actifs de galaxie et émission à haute énergie

---

Les blazars présentent une sous-classification qui dépend de la position du pic synchrotron  $\nu_{\text{peak, sync}}$ , les limites utilisées aujourd'hui entre les différentes catégories sont définies par [Ajello et al. \(2022\)](#) et se présentent comme suit :

1. Blazar avec pic synchrotron faible (**LSP**<sup>7</sup>):  
 $\nu_{\text{peak, sync}} < 10^{14} \text{ Hz}$
2. Blazar avec pic synchrotron intermédiaire (**ISP**<sup>8</sup>):  
 $10^{14} \leq \nu_{\text{peak, sync}} < 10^{15} \text{ Hz}$
3. Blazar avec pic synchrotron élevé (**HSP**,<sup>9</sup>):  
 $\nu_{\text{peak, sync}} \geq 10^{15} \text{ Hz}$

Une autre classification historique séparait les blazars de type BL Lac basée sur leur **SED**, en fonction d'un rapport de flux entre radio et rayons X. Cette classification donnait trois sous-groupes, les BL Lac de basse fréquence, ceux de fréquence intermédiaire et ceux de haute fréquence (respectivement **LBL**, *Low-frequency-peaked BL lac*, **IBL**, *Intermediate-frequency-peaked BL lac* et **HBL**, *High-frequency-peaked BL lac*). Par abus de langage les **LSP** regroupe donc les **FSRQ** et **LBL**, quant aux **ISP**, ils sont associés au **IBL**, et finalement les **HSP** sont des **HBL**.

Une autre catégorie d'objet est celle des **HBL**-extrêmes, où le pic de la composante du synchrotron peut atteindre la partie des rayons X de la **SED**. [Biteau et al. \(2020\)](#) définit une condition pour qu'un blazar soit considéré comme extrême, il faut alors vérifier  $\nu_{\text{peak, sync}} \geq 2.4 \cdot 10^{17} \text{ Hz}$ . Ces objets sont encore assez mystérieux et soulèvent bon nombre de questions. En effet il est aujourd'hui difficile d'expliquer leur émission par des modèles usuels développés pour les autres classes de blazars, leur **SED** impliquant à la fois une population d'électrons extrêmement accélérée mais une luminosité totale très faible indiquant donc une efficacité radiative très limitée.

### 1.1.3.2 La séquence des blazars : une réponse controversée

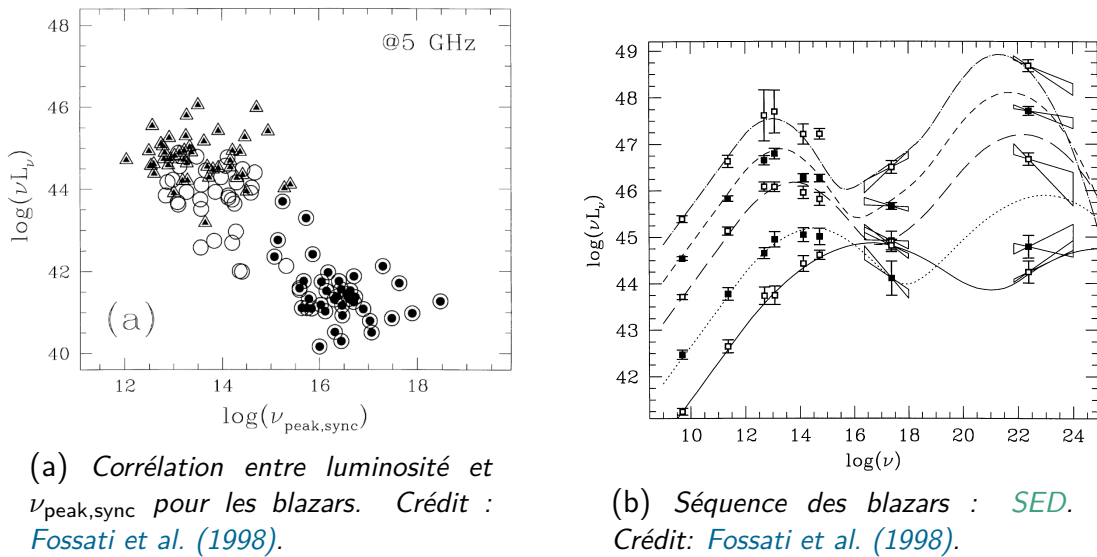
Dès 1998, [Fossati et al. \(1998\)](#) montre le possible lien entre **FSRQ** et BL Lac. Avec un échantillon de 126 sources, ils montrèrent une anti-corrélation entre la luminosité en radio et la position du pic synchrotron  $\nu_{\text{peak, sync}}$ . Celle-ci est d'autant plus élevée que la luminosité radio est faible (Voir Fig. 1.7a). Aussi, en reconstruisant la **SED** des sources dans l'échantillon, ils montrèrent l'existence d'une séquence des blazars des **FSRQ** au BL Lac, en passant par les **LBL**, **IBL** et **HBL** (Voir Fig. 1.7b). Les **SED** ainsi présentées montrent que le rapport entre la luminosité associé au second pic, notée  $L_{\text{Comp}}$ , car ce pic est dominé par le rayonnement **IC** (voir Sect. 1.3.2), et celle du premier pic, notée  $L_{\text{Sync}}$ , car dominée par émission synchrotron (voir Sect. 1.3.1), augmente avec la luminosité totale sur l'ensemble de la **SED**. Le rapport  $L_{\text{Comp}}/L_{\text{Sync}}$  définit une grandeur naturellement appelée "dominance Compton". De même, on peut remarquer la tendance du spectre à devenir plus "mou" (pour un indice spectral plus élevé) aux **VHE** avec l'augmentation du flux, alors que la partie X quand à elle devient plus "dure" (pour un indice spectral plus faible).

---

<sup>7</sup>de l'anglais *Low Synchrotron Peaked*

<sup>8</sup>de l'anglais *Intermediate Synchrotron Peaked*

<sup>9</sup>de l'anglais *High Synchrotron Peaked*

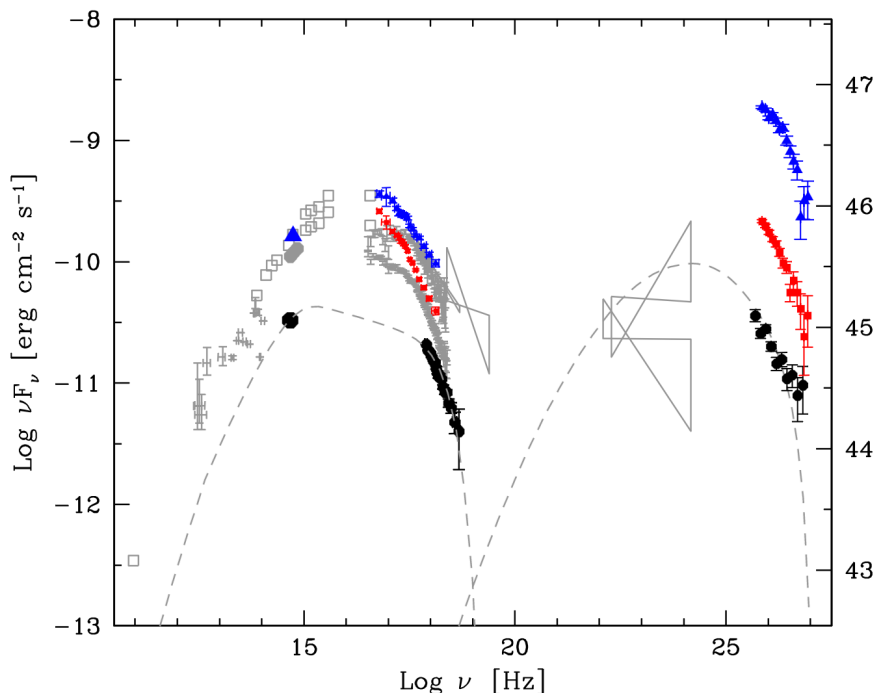


**Figure 1.7:** Corrélation pic synchrotron-luminosité et séquence des blazars.

Ces résultats sont cependant basés uniquement sur le calcul du flux en radio, et cette séquence des blazars invoque uniquement des arguments phénoménologiques. De plus, certaines sources découvertes depuis l'article de 1998 sont en désaccord avec cette séquence. En 2006, une éruption historique de PKS 2155-304 est observée avec High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) (Aharonian et al. (2007a), Aharonian et al. (2009)). Le spectre observé est présenté sur la figure 1.8. L'état moyen de PKS 2155-304 le classe comme un HBL, cependant, lors de l'éruption, la dominance Compton augmente significativement alors que la position du pic synchrotron ne bouge pas, ce qui classerait donc cette source comme un FSRQ. Un autre blazar vient bousculer cette séquence des blazars, c'est RGB J1629+4008, qui présente des raies d'émission bien visibles, preuve de la présence d'une BLR et NLR, caractéristique des FSRQ. En revanche, la position du pic synchrotron est au delà de  $10^{15}$  Hz, classant donc cette source comme un HBL. Il en va de même pour PKS 1424+24 qui présente à la fois une forte luminosité et une fréquence du pic synchrotron élevée (Cerruti et al., 2017). Ghisellini et al. (2013) apporte une explication à cela, en effet lors d'éruption d'un FSRQ, la zone d'émission initialement située à l'intérieur de la BLR, opaque aux rayons  $\gamma$ , sorte de celle-ci. Ce phénomène explique à la fois que le rayonnement total décroisse, mais aussi permet à la région accélérée d'être totalement visible. L'émission du FSRQ sera donc, au-delà des rayons X, similaire à celle d'un BL Lac.

Depuis le début des années 2000, l'augmentation significative du nombre de sources détectées aux VHE grâce à *Fermi*-LAT et aux télescopes Čerenkov (voir Chap. 2) ont permis de présenter la séquence des blazars depuis une autre direction, celle des observations HE et VHE (Ghisellini et al., 2017). En comparant la position du pic synchrotron non pas avec les observations en ondes radio mais plutôt en rayons  $\gamma$ , la séquence des blazars est sensiblement différente, comme le montre la figure 1.9. La dominance Compton est plus faible dans la nouvelle version, ainsi que l'indice spectral du spectre en rayons  $\gamma$  à basse luminosité. De plus la décroissance





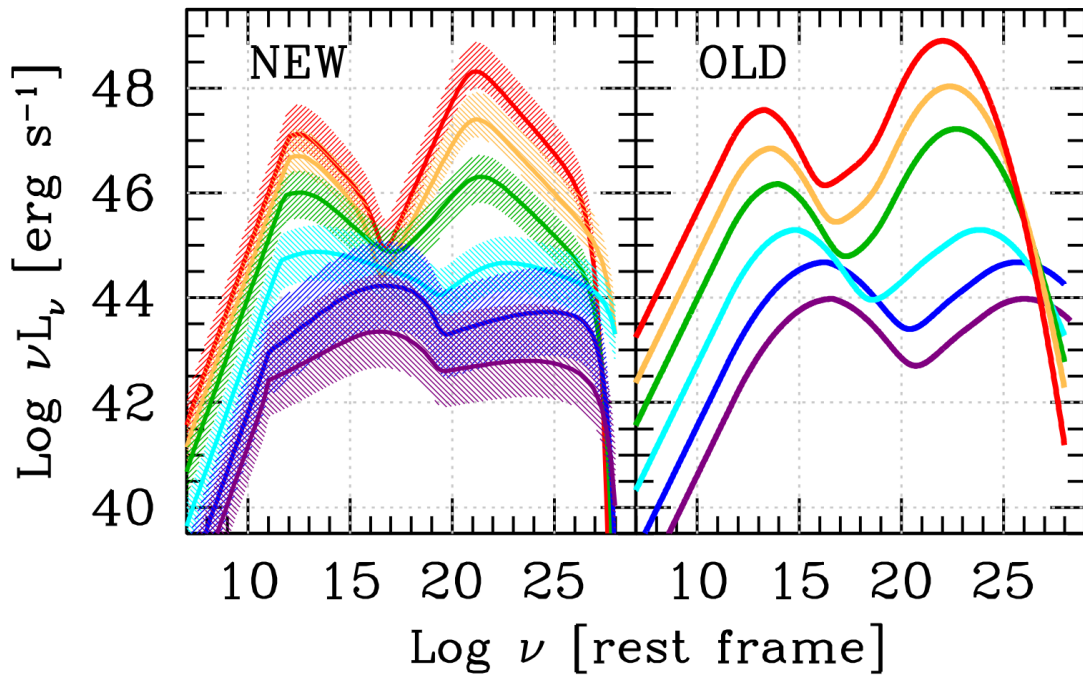
**Figure 1.8:** SED de PKS 2555-304 durant l'éruption de juillet 2006, les points noirs correspondent à l'état bas, alors que les points colorés correspondent à 2 périodes différentes d'activité durant le mois de juillet 2006. Crédit : (Aharonian et al., 2009)

de  $\nu_{\text{peak,sync}}$  avec l'augmentation de la luminosité est plus abrupte. Cependant, les deux séquences restent en accord et il faut aussi noter que dans Fossati et al. (1998), seulement 3 BL Lac de faible luminosité étaient détectés. La séquence des blazars est toujours controversée aujourd'hui, tout d'abord par un manque de statistique, mais aussi car certains biais existent toujours. On pourra par exemple évoquer le fait qu'il est beaucoup plus simple de déterminer la distance des FSRQ, grâce à leur raie d'émission, que pour les BL Lac qui n'en présentent pas (voir Sect. 1.1.2).

## 1.2 Description des rayons cosmiques

Après avoir introduit les AGN et leur émission observée dans la partie précédente, nous allons maintenant décrire les phénomènes à l'origine de leur émission. Pour cela nous allons tout d'abord introduire les rayons cosmiques, ainsi que leur création au sein de l'univers.

Les rayons cosmiques caractérisent des particules chargées qui se propagent dans l'univers. Celles-ci sont principalement composées de protons, mais ce peut tout autant être des électrons, noyaux, ou bien encore toutes autres particules chargées. En 1900 Charles Wilson découvre que l'atmosphère est ionisée, il avance alors que la radioactivité naturelle de la Terre en est la source. Cependant, en 1912, Victor Hess s'élève dans une montgolfière et montre alors que la densité d'ionisation était décroissante jusqu'à 1000 m, à cause de la domination de radioactivité terrestre à



**Figure 1.9:** Séquence des blazars à partir des observations gamma (gauche) en comparaison à l'original (droite). Crédit : *Ghisellini et al. (2017)*.

basse altitude, puis qu'elle augmentait ensuite, preuve irréfutable d'une origine extra-terrestre de la source ionisante : les rayons cosmiques sont découverts.

Durant le 20<sup>e</sup> siècle bon nombres d'expériences vont tenter d'étudier les rayons cosmiques pour en révéler la nature et l'origine, on pourra parmi elles citer l'observatoire Pierre Auger<sup>10</sup> en Argentine ou encore le *Alpha Magnetic Spectrometer*<sup>11</sup> (AMS-02) à bord de la station spatiale internationale. Le spectre des rayons cosmiques ainsi obtenu court du GeV à environ  $10^{20}$  eV et est présenté en Fig. 1.10. La partie basse énergie observée est décrite par une loi de puissance d'indice 2,7, les rayons cosmiques de cette gamme sont supposés d'origine galactique, produit en partie par des restes de supernovae (*Gabici et al., 2019*). En effet en tant que particule chargées, les rayons cosmiques interagissant avec le champ magnétique galactique, ils doivent donc avoir une énergie suffisamment faible pour que leur rayon de Larmor<sup>12</sup> soit inférieur à celui de la galaxie d'environ  $10^4$  pc. A plus haute énergie, le spectre des rayons cosmiques présente une rupture dans la pente, appelée le "genou"<sup>13</sup>, l'indice passe à 3. L'origine de ces rayons cosmiques est encore débattue, entre origine galactique, via les Pevatrons (*HESS Collaboration et al., 2016*), ou extragalactique. Finalement la dernière partie du spectre, très probablement d'origine extragalactique, présente un autre changement de pente, qui passe donc à 2,5, après ce qu'on appelle "la

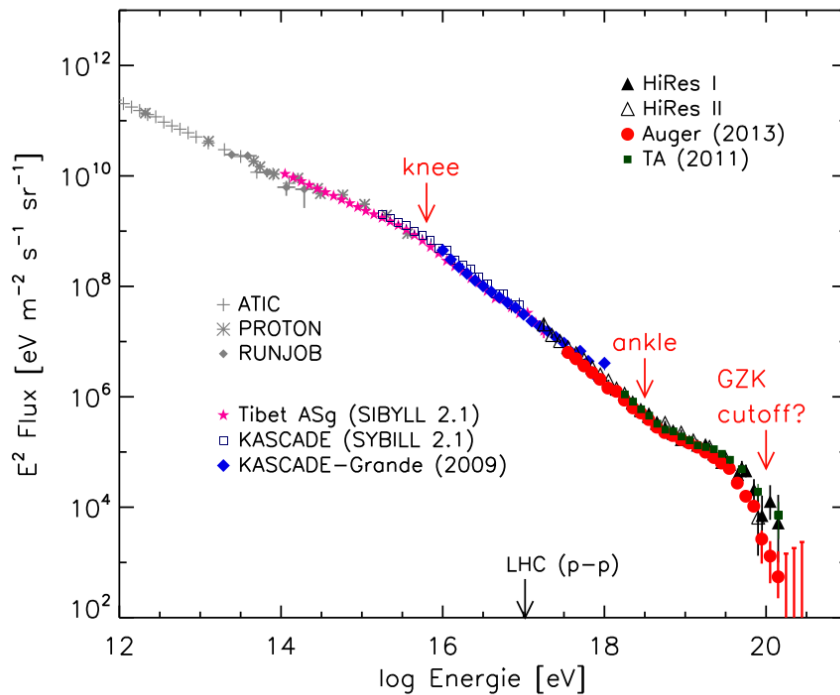
<sup>10</sup><https://www.auger.org/>

<sup>11</sup><https://ams02.space/>

<sup>12</sup>défini comme  $R \sim \frac{E}{ZB}$  avec  $E$  l'énergie de la particule,  $Z$  la charge et  $B$  le champ magnétique galactique.

<sup>13</sup>de l'anglais *knee*

## 1. Noyaux actifs de galaxie et émission à haute énergie

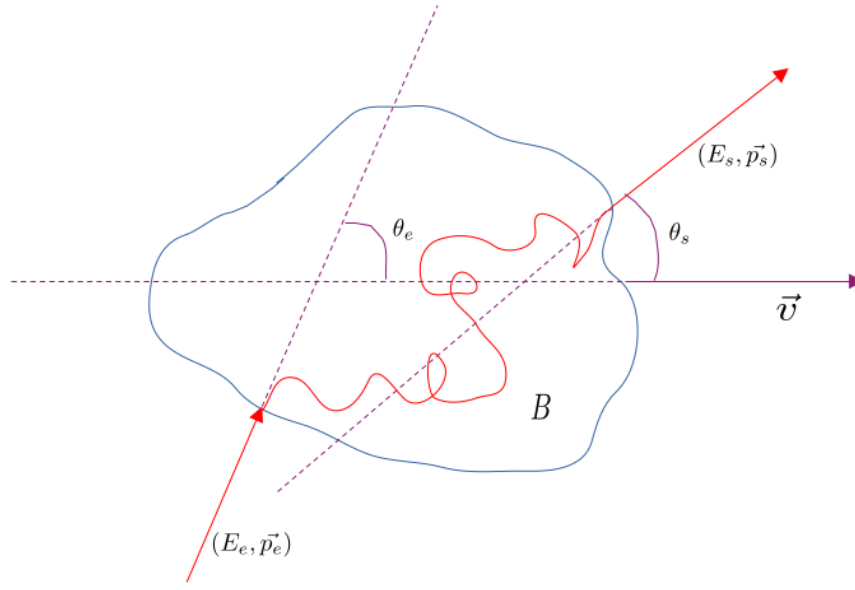


**Figure 1.10:** Le spectre des rayons cosmiques. Crédit : Kotera (2014).

cheville<sup>14</sup>. Enfin la coupure exponentielle à ultra haute énergie (au delà de  $10^{18}$  eV) est aujourd'hui établie, bien que son interprétation soit débattue. En effet, prédite par Greisen (1966) et Zatsepin and Kuz'min (1966), et énoncée sous le nom de coupure GZK, elle se caractérise par l'interaction des protons avec les photons sur fond diffus cosmologique. Cependant, une telle coupure ne peut avoir lieu que si les rayons cosmiques sont majoritairement composés de protons, en contradiction avec les observations de l'observatoire Pierre Auger (Aab et al., 2014a, Aab et al., 2014b). L'étude du spectre des rayons cosmiques est un champ d'étude à part entière, nous n'irons pas plus en profondeur quand à la description de son spectre, nous nous contenterons dans la suite de se focaliser sur l'émission des rayons  $\gamma$ , principalement au sein des AGN. On pourra se référer à la thèse de Kerszberg (2017) pour une étude plus approfondie des rayons cosmiques grâce aux observations de rayons  $\gamma$ .

Comme évoqué, les rayons cosmiques se propagent dans un champ magnétique, ainsi leur direction d'arrivée ne permet pas de contraindre leur origine (à l'exception des rayons cosmique d'ultra haute énergie dont l'énergie est telle qu'ils sont peu déviés par les champs magnétiques galactiques et extragalactiques). En revanche, toute particule accélérée rayonne, or, à des énergies de l'ordre du PeV, les photons émis seront des rayons  $\gamma$ . La détection de sources capables de produire des photons  $\gamma$  dans l'univers est donc un indicateur direct des endroits capables de créer des rayons cosmiques autour du TeV. C'est ainsi que l'intérêt s'est porté sur l'étude des AGN, supernovae ou bien pulsars et qu'est né l'astronomie  $\gamma$  qui sera décrite plus en détail

<sup>14</sup>de l'anglais *ankle*



**Figure 1.11:** Schéma représentant l'accélération de Fermi du second ordre dans un nuage magnétisé en mouvement.

dans son chapitre dédié (chapitre 2).

## 1.2.1 Processus d'accélération

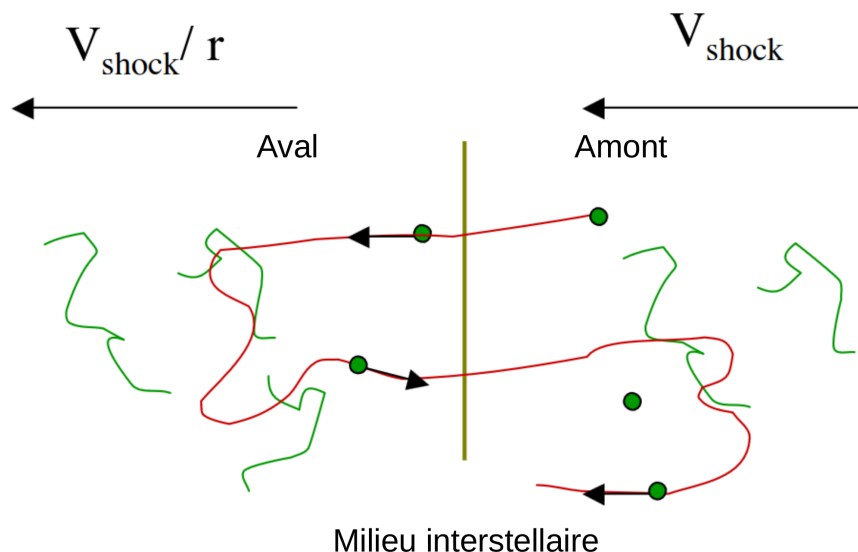
L'accélération des rayons cosmiques au sein de milieux magnétisés s'explique par principalement deux processus, développés par Fermi au milieu du 20e siècle.

### 1.2.1.1 Accélération de Fermi du second ordre

Une première explication est développée dans [Fermi \(1949\)](#). Bien que par essence un champ magnétique ne travaille pas, et ne peut donc pas fournir d'énergie à une particule, il devient possible en régime relativiste, via un changement de référentiel d'expliquer un gain d'énergie d'une particule traversant ce champ. En effet, pour une particule relativiste, le champ magnétique peut être vu comme un champ électrique.

Considérons un nuage de gaz magnétisé qui se déplace à une certaine vitesse  $V \ll c$  dans le référentiel extérieur comme le schématise la figure 1.11. Soit  $\theta_e$  l'angle d'entrée dans le nuage d'une particule à la vitesse  $v$ , et  $\theta_s$  celui de sortie. La particule entre dans le nuage avec une énergie  $E_e$  dans le référentiel extérieur, et sort avec une énergie  $E_s$  dans ce même référentiel. On notera  $E'_e$  et  $E'_s$  les énergies associées dans le référentiel du nuage, ainsi que  $\theta'_e$  et  $\theta'_s$  les angles dans ce référentiel, pour des particule relativiste ( $v \approx c$ ) on a :

$$\begin{aligned} E'_e &= \Gamma E_e (1 - \beta \cos \theta_e) \\ E_s &= \Gamma E'_s (1 + \beta \cos \theta'_s) \end{aligned} \quad (1.9)$$



**Figure 1.12:** Schéma représentant l'accélération de Fermi du premier ordre avec une onde de choc magnétisée. On se place ici dans le référentiel du choc. Crédit : E. Parizot

avec  $\beta = V/c$  et  $\Gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ . La diffusion dans le nuage est supposée élastique, ainsi  $E'_e = E'_s$ . En exprimant le gain d'énergie entre l'entrée et la sortie, et en moyennant sur les angle d'entrées et de sorties<sup>15</sup>, on peut exprimer le gain d'énergie moyen comme,

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3}\beta^2 + \mathcal{O}(\beta^4) \quad (1.10)$$

qui est du second ordre par rapport à la vitesse du nuage. Ainsi, par changement de référentiel, une particule va avoir en moyenne un gain d'énergie donc nul lorsqu'elle va traverser un nuage magnétisé en mouvement. De par le terme en  $\beta^2$ , on parle ici de processus d'accélération de Fermi du second ordre.

### 1.2.1.2 Accélération de Fermi du premier ordre

Un autre mécanisme d'accélération introduit par [Fermi \(1949\)](#) fait appel à des ondes de chocs magnétisées. Celui-ci est plus efficace que le processus évoqué ci-dessus, et permet d'avoir un gain d'énergie au premier ordre en  $\beta$ . Considérons une onde de choc qui se propage dans le milieu interstellaire magnétisé, lorsqu'une particule passe dans le milieu choqué, elle va être déviée par le champ magnétique et peut ressortir du milieu choqué pour revenir en aval du choc, ce phénomène peut se produire un grand nombre de fois et va permettre d'accélérer efficacement la particule (Voir fig. 1.12). Le champ magnétique en amont du choc est créé par les particules chargées elles-mêmes, alors que celui dans le milieu choqué est créé aussi par les turbulences induites par le choc. On peut voir ce problème de la même manière que pour le processus d'accélération de Fermi d'ordre 2, avec des changements de référentiels.

<sup>15</sup>la diffusion de la particule dans le nuage rend le mouvement isotrope et donc  $\langle \cos\theta'_s \rangle = 0$ , on peut aussi montrer que l'angle d'entrée moyen vaut  $\langle \cos\theta_e \rangle = -\frac{1}{3}\beta$

En se servant ici encore que  $E'_e = E'_s$ , et en définissant la vitesse d'entrée comme la vitesse relative entre le milieu amont et aval, on peut, en moyennant sur les angles<sup>16</sup>, montrer que :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3}\beta + \mathcal{O}(\beta^2) = \frac{4}{3}\left(1 - \frac{1}{r}\right) \frac{V_{\text{choc}}}{c} \quad (1.11)$$

L'indépendance à la vitesse du choc des angles moyens d'entrée et de sortie rend alors l'efficacité moyenne du processus d'accélération en l'ordre 1 en  $\beta$ . Si maintenant on considère  $n$  allé-retour d'une particule entre le milieu amont et aval, on obtient l'énergie  $E_n$  par accroissement géométrique comme suit :

$$E_n = \left(1 + \frac{4}{3}\left(1 - \frac{1}{r}\right) \frac{V_{\text{choc}}}{c}\right)^n E_0 \quad (1.12)$$

Si on prend en compte la probabilité d'échappement des particules vers l'aval, proportionnelle à  $V_{\text{choc}}/rc$  on peut alors montrer que la distribution en énergie des particules accélérées suit une loi de puissance  $N(E) \propto E^{-2}$  pour un choc fort. Ce type de spectre est couramment observé pour des sources non-thermiques.

D'autres processus alternatifs aux mécanismes de Fermi peuvent être invoqués comme l'accélération par reconnexion magnétique, potentielle source d'accélération efficace pour certain modèles phénoménologiques de jet d'AGN, où le champ magnétique est si intense, que l'enchevêtrement de ces lignes par mouvement du plasma peuvent les amener à se recombiner pour localement céder l'énergie magnétique au plasma lui-même.

## 1.2.2 Sources dans l'Univers

Divers objets astrophysiques peuvent être des sources de rayons cosmiques dans l'univers, nous n'allons pas faire ici la liste exhaustive mais nous nous contenterons de présenter les sources les plus citées dans la littérature et détectées.

**Les restes de supernovae :** lorsqu'une étoile a consommé la majeure partie de son hydrogène et n'a plus de quoi maintenir l'équilibre gravitationnel, elle s'effondre. La matière chutant va alors rebondir sur son cœur et ainsi créer une onde de choc qui va se propager dans le milieu interstellaire environnant, l'objet ainsi formé est appelé supernovae. Les modèles de choc prédisent alors qu'environ 10% de l'énergie cinétique va être transférée au milieu interstellaire et ainsi créer des rayons cosmiques de très haute énergie, grâce aux processus expliqués ci-dessus. Les restes de supernovae sont estimés être la contribution dominante au spectre des rayons cosmiques 1.10 jusqu'à  $10^{15}$  eV. On pourra noter les découvertes marquantes de restes de supernovae observées par H.E.S.S. (Aharonian et al. (2006a), Aharonian et al. (2007b)).

**Les pulsars :** après l'explosion d'une étoile en supernovae, une partie de la matière qui s'effondre peut former une étoile à neutrons, par conservation du moment cinétique celle-ci peut avoir finalement une vitesse de rotation élevée. De plus, elle génère un

<sup>16</sup>cette fois la vitesse des particules est isotrope et donc  $\langle \cos(\theta'_s) \rangle = - \langle \cos(\theta_e) \rangle = \frac{2}{3}$

## 1. Noyaux actifs de galaxie et émission à haute énergie

---

champ électromagnétique intense et va donc se comporter comme une dynamo. Le pulsar ainsi formé va émettre un vent, qui va agir comme une onde de choc sur le milieu interstellaire. La nébuleuse du Crabe est un objet de ce type, dont le vent de pulsar fût découvert par la collaboration [MAGIC](#) en 2008 ([Albert et al., 2008](#)). On pourra aussi citer PSR B1259-63 ([Aharonian et al., 2005](#)), ou bien le relevé du plan galactique fait par [H.E.S.S.](#) où plusieurs vents pulsars ont entre autres été découverts ([Aharonian et al., 2006b](#)).

**Les novae :** une découverte récente fait par [H.E.S.S.](#) est la première observation d'une novae visible en  $\gamma$  de très haute énergie ([H. E. S. S. Collaboration et al., 2022](#), [Acciari et al., 2022](#)). Ce phénomène est causé par la fusion rapide de matière accrétée à la surface d'une naine blanche issue du compagnon dans un système binaire.

**Les AGN :** mentionnés précédemment, les jets d'[AGN](#) sont des sources de rayons cosmiques, leptoniques et potentiellement hadroniques, de très haute énergie observées depuis les débuts de l'astronomie  $\gamma$ .

### 1.2.3 Propagation

Les rayons cosmiques se propagent dans l'univers avant d'être observés sur Terre. Les particules chargées sont soumises aux champs magnétiques. Les rayons cosmiques d'énergie inférieure à  $10^{15}$  eV ont une énergie assez faible pour que le champ magnétique galactique rende leur distribution de vitesse isotrope. Il est ainsi impossible de directement étudier leur origine. En revanche au delà de  $10^{18}$  eV, les rayons cosmiques alors de ultra haute énergie<sup>17</sup> sont assez énergétiques pour être seulement légèrement dévié par le champ magnétique extragalactique. Il est alors possible d'étudier leur origine. C'est par exemple ce qu'il est possible de faire grâce à l'observatoire Pierre-Auger, comme l'étude de l'anisotropie de l'émission des [UHECR](#) ([Pierre Auger Collaboration et al., 2017](#)). Il apparaît de manière assez évidente que l'origine spatiale des rayons cosmiques est assez difficile à déterminer. Pour résoudre ce problème, il est possible d'utiliser, ou bien les neutrinos, ou bien les rayons lumineux, potentiellement produits par les rayons cosmiques à l'abord de leur zone d'accélération, pour en étudier les caractéristiques. Dans la suite, nous porterons notre attention sur l'émission et la propagation de rayons  $\gamma$ .

---

<sup>17</sup>[UHECR](#), de l'anglais *ultra high energy cosmic rays*

## 1.3 Émission des rayons gamma

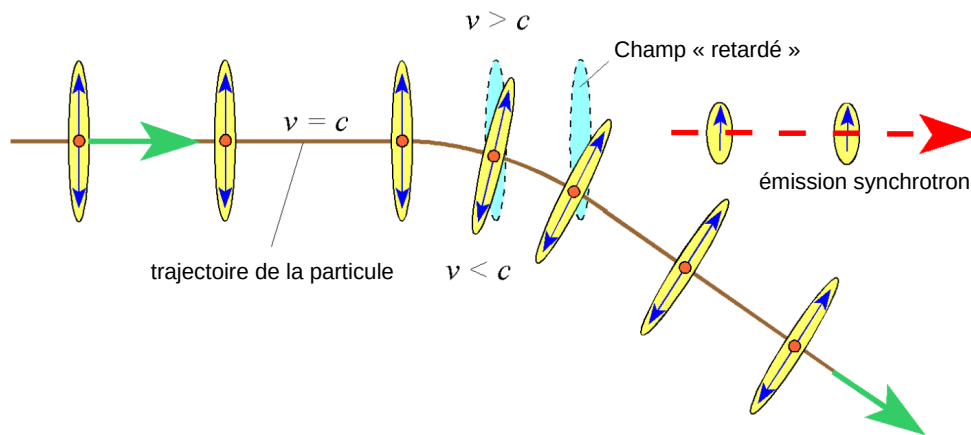
Dans la suite de ce manuscrit, nous nous focalisons sur l'émission des rayons  $\gamma$  induit par les particules accélérées dans les objets compacts, via des processus d'émission non-radiatifs.

### 1.3.1 Synchrotron

Toute particule chargée évoluant dans un champ magnétique  $\vec{B}$  émet un rayonnement. Pour des vitesses non relativistes, ce rayonnement est appelé cyclotron, celui-ci est émis à une fréquence précise dont la pulsation  $\omega_c$  dépend de l'intensité du champ magnétique  $B$ , de la charge de la particule  $q$  et de sa masse  $m$ , comme ci-après :

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad (1.13)$$

Dans le cas relativiste, la perturbation induite par la déflexion de la particule chargée n'a pas le temps de s'ajuster à la nouvelle direction de la particule car cela demanderait une propagation super-luminique de l'information. C'est ainsi qu'une onde est émise dans la direction initiale de la particule comme le montre la figure 1.13.



**Figure 1.13:** Schéma explicatif de l'émission synchrotron d'une particule chargée relativiste. Adapté de Wille (2013)

A l'inverse du rayonnement monochromatique de l'effet cyclotron, on peut montrer alors que dans le cas relativiste le spectre d'émission synchrotron vérifie la relation définie par l'équation 6.18 de Rybicki and Lightman (1979)(p. 173)

Si on considère une population d'électrons avec une distribution isotrope de vitesse, alors on obtient grâce à une moyenne sur les angles, la puissance synchrotron par électron suivante :

$$P_{\text{Synch}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad (1.14)$$



## 1. Noyaux actifs de galaxie et émission à haute énergie

---

où  $\sigma_T = \frac{8\pi r_e^2}{3}$  est la section efficace Thomson, avec  $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$  est la longueur de diffusion Thomson.  $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$  est la densité d'énergie magnétique. On peut alors noter que le rayonnement synchrotron est directement proportionnel à  $U_B$ .

Le rapport de l'énergie de l'électron  $E = \gamma mc^2$  sur la puissance synchrotron définie ci-dessus permet de faire apparaître un temps caractéristique de refroidissement par effet synchrotron, défini par :

$$t_{\text{Synch}} = \frac{3mc}{4\sigma_T \gamma \beta^2 U_B} \quad (1.15)$$

On note alors que ce temps caractéristique sera d'autant plus rapide que les particules sont énergétiques et le champ magnétique fort, mais aussi qu'il est beaucoup plus rapide pour les électrons que pour les protons, ce qui implique une efficacité bien plus élevée pour transférer l'énergie magnétique en émission synchrotron pour les électrons.

Si on souhaite obtenir le spectre multi-longueur d'onde émis par rayonnement synchrotron pour une population d'électrons avec une certaine distribution de vitesse  $N(\gamma)$  avec  $\gamma_{\min} < \gamma < \gamma_c$ , formant une sphère de rayon  $r$ , il faut intégrer à la fois sur les angles  $\alpha$ , mais aussi sur la distribution, on peut ainsi obtenir l'émissivité synchrotron définie comme suit :

$$j_s(\nu) = \frac{1}{4\pi} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_c} N(\gamma) P(\nu, \gamma) d\gamma \quad (1.16)$$

Il faut aussi prendre en compte le phénomène d'auto-absorption des électrons (voir Rybicki and Lightman (1979), p. 189) dont le facteur se définit ainsi :

$$k(\nu) = -\frac{1}{8\pi m_e \nu^2} \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_c} \gamma^2 \frac{d}{d\gamma} \left[ \frac{N(\gamma)}{\gamma^2} \right] P(\nu, \gamma) d\gamma \quad (1.17)$$

Ces deux grandeurs ainsi définies vérifient la relation de transfert suivante :

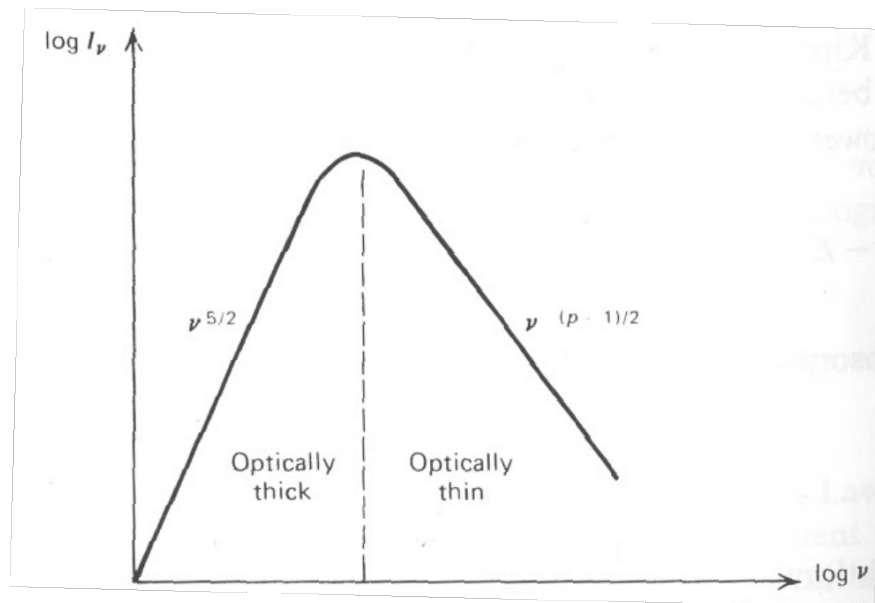
$$I(\nu) = \frac{j_s(\nu)}{k(\nu)} \left( 1 - \frac{2}{\tau^2} [1 - e^{-\tau}(\tau + 1)] \right) \quad (1.18)$$

où  $\tau = 2rk(\nu)$  est la profondeur optique. Pour obtenir finalement le flux émis par notre zone d'émission sphérique, il suffit de multiplier par la surface de celle-ci, on obtient alors le flux émis par la source, par fréquence :

$$L(\nu) = 4\pi r^2 I(\nu) \quad (1.19)$$

il est important de noter que le flux ici calculé est celui dans le référentiel de la source, il faut donc ensuite prendre en compte l'amplification Doppler (mentionnée ici 1.1.3.1) ainsi que la correction cosmologique qui décale vers le rouge l'émission de photons. Il ne faut aussi pas oublier de transformer la fréquence  $\nu$  dans le référentiel de l'observateur avec une correction qui dépend à la fois du facteur Doppler et du *redshift*. Nous ne détaillons pas le calcul ici mais on pourra se référer à Lenain (2009) et Katarzyński, Sol, and Kus (2001) pour l'obtention de l'expression exacte de  $L(\nu)$ .

Pour une distribution de vitesse des électrons en loi de puissance d'indice  $p$ , on obtient la figure 1.14 où on peut voir que la pente à basse fréquence ne dépend pas de  $p$  est due à l'auto-absorption des électrons, alors que la partie à haute fréquence du spectre correspond à une loi de puissance. Cette forme est typique des objets astrophysique source de rayonnement synchrotron tels que les AGN, comme nous le verrons plus tard.



**Figure 1.14:** Spectre Synchrotron pour une distribution d'électron en loi de puissance d'indice  $p$ . Crédit : Rybicki and Lightman (1979)

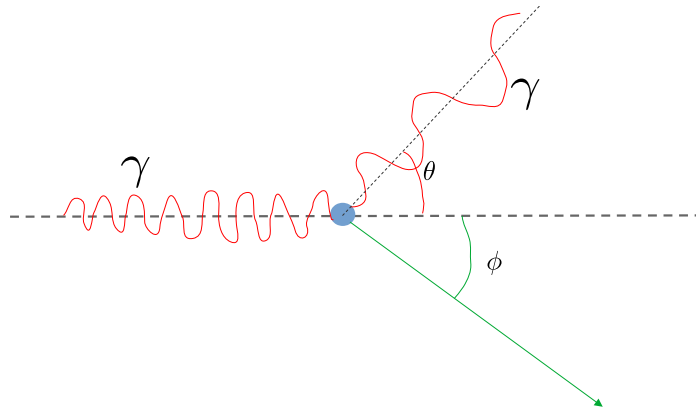
Comme indiqué dans Rybicki and Lightman (1979), le rayonnement synchrotron est polarisé dans le sens des lignes de champ magnétique. C'est pourquoi la mesure de la polarisation de ce dernier, permet de sonder la morphologie du champ magnétique pour divers objets astrophysiques.

### 1.3.2 Compton inverse

Nous allons maintenant évoquer un autre processus dominant de l'émission non radiative source de rayonnement  $\gamma$ , le phénomène de diffusion IC. Mais tout d'abord, il est utile de rappeler ce qu'est la diffusion Compton. Lorsqu'un photon diffuse sur une particule tel qu'un électron, comme on peut le voir sur la figure 1.15, une partie de l'énergie du photon peut être cédée à la particule, il en résulte alors un accroissement de la longueur d'onde du photon dont la valeur est donnée par :

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (1.20)$$

avec  $h$  la constante de Planck et  $\theta$  l'angle de déviation du photon comme indiqué sur la figure 1.15. Par exemple, pour une diffusion sur un électron et un angle  $\theta$  de  $90^\circ$ , on obtient  $\Delta\lambda = 0,024\text{\AA}$ .



**Figure 1.15:** Schéma de la diffusion Compton d'un photon sur une particule quelconque.

Dans le cas relativiste, où la particule serait assez énergétique, le phénomène inverse peut se produire, appelée naturellement diffusion Compton inverse, et c'est donc la particule énergétique qui va transférer une partie de son énergie au photon.

Le développement qui suit est inspiré de ce qui est fait dans [Rybicki and Lightman \(1979\)](#). Plaçons-nous dans le référentiel du centre de masse, dans la suite nous allons noter avec un prime les grandeurs exprimées dans ce référentiel, on notera donc  $E'_i$  et  $E'_f$  les énergies respectivement initiales et finales du photon, ainsi on peut écrire :

$$E'_i = \gamma E_i (1 - \cos \theta) \quad (1.21)$$

avec  $\gamma$  le facteur de Lorentz associé à la particule, et  $\theta$  l'angle d'approche du photon comme défini sur la figure 1.15. Après diffusion, dans le référentiel du centre de masse le photon est diffusé avec un angle  $\theta'_f$  tel que :

$$E'_f = \frac{E'_i}{1 + \frac{E'_i}{m_e c^2} (1 - \cos \theta'_f)} \quad (1.22)$$

En repassant dans le référentiel de l'observateur, on obtient :

$$E_f = \gamma E'_f (1 + \cos \theta'_f) \quad (1.23)$$

En regardant l'équation 1.22 on remarque assez simplement que deux régimes régissent le phénomène de diffusion IC. Le premier, lorsque  $E'_i \ll m_e c^2$ , est appelé régime Thomson, dans celui ci l'énergie du photon est inchangée dans le référentiel du centre de masse, c'est uniquement le changement de référentiel qui induit un gain d'énergie au photon. On peut alors au maximum (pour  $\theta = \pi$  et  $\theta'_f = -\pi$ ) avoir  $E_f = 4\gamma^2 E_i$ . Le gain d'énergie par diffusion est donc à l'ordre 2 en  $\gamma$ , ce qui peut permettre d'efficacement produire des photons aux HE et VHE, à partir de photons de l'ordre du keV. Dans ce régime, la section efficace d'interaction est la section Thomson  $\sigma_T$ <sup>18</sup>. On peut alors comme pour le rayonnement synchrotron calculer l'émissivité Compton

<sup>18</sup>Pour rappel :  $\sigma_T = \frac{8\pi r_e^2}{3}$  avec  $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$

$j_c(\nu)$ , puis par une intégrale similaire sur une distribution d'électrons  $N(\gamma)$  accéder à la puissance totale Compton émise définie par :

$$P_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{rad} \quad (1.24)$$

où  $U_{rad}$  représente l'énergie radiative de la population de photon qui diffuse sur la particule.

Ici aussi on peut définir un temps caractéristique de refroidissement qui s'exprime de la manière suivante :

$$t_{IC} = \frac{3mc}{4\sigma_T \gamma \beta^2 U_{rad}} \quad (1.25)$$

Ici on peut donc conclure que plus le champ de rayonnement pour la diffusion sera énergétique, et plus les électrons seront énergétiques, plus le temps de refroidissement sera rapide.

Le second régime, appelé régime Klein-Nishima, apparaît pour  $E'_i > mc^2$ , la section efficace de diffusion devient alors (équation 7.5 de [Rybicki and Lightman \(1979\)](#)):

$$\sigma_{KN}(x) = \sigma_T \frac{3}{4} \left[ \frac{1+x}{x^3} \left( \frac{2x(1+x)}{1+2x} - \log(1+2x) \right) + \frac{1}{2x} \log(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right] \quad (1.26)$$

avec  $x = \frac{h\nu}{mc^2}$  l'énergie adimensionnée du photon. Dans ce régime le gain d'énergie par diffusion devient beaucoup moins efficace. On notera que pour  $x \ll 1$  on retrouve la section efficace de diffusion Thomson.

Il est intéressant de noter que dans le régime Thomson, le rapport des puissances synchrotron et inverse Compton vérifie la relation suivante,

$$\frac{P_{Synch}}{P_{IC}} = \frac{U_B}{U_{rad}} \quad (1.27)$$

et est donc directement lié au rapport entre l'énergie magnétique et radiative des photons. La mesure de l'émission synchrotron et Compton inverse d'une source permet donc de directement sonder la répartition énergétique en son sein

### 1.3.3 Processus d'émission hadroniques

Jusqu'ici nous nous sommes principalement focalisé sur l'émission induite par des leptons, cependant, au sein d'objets tels que les [AGN](#) ou les supernovae, des particules hadroniques peuvent être aussi accélérées, et vont alors ou bien émettre par rayonnement synchrotron, ou bien se désintégrer pour former des particules secondaires qui à leur tour pourront participer au spectre global d'émission de ces objets. Nous allons donc brièvement décrire les principaux processus mettant en jeu des particules hadroniques.

**Synchrotron de hadrons :** Tout le calcul du rayonnement synchrotron décrit dans la partie 1.3.1 est applicable pour des hadrons, par souci de simplicité nous parlerons de protons mais les conclusions sont généralisables à toutes sortes de hadrons plus massifs. Si nous reprenons l'équation 1.14, on voit qu'il faut que les protons soient beaucoup plus énergétiques pour que ce processus d'émission soit significatif<sup>19</sup>. Ainsi, la fréquence à laquelle on trouve le maximum d'émission synchrotron est beaucoup plus élevée pour les hadrons que pour les électrons, comme nous le verrons dans la partie 1.4.

**Rayonnement synchrotron de protons :** En présence de champ magnétique, à l'instar des électrons, les protons rayonnent eux aussi par effet synchrotron. En effet, sous certaines conditions, les pertes énergétiques rapides des électrons rendent ce processus dominant pour les protons. On pourra par exemple se référer à [Aharonian \(2000\)](#) pour une description de l'émission des blazars basée entre autre sur ce processus d'émission.

**Interaction photo-hadronique :** Considérons une populations de protons relativistes, ceux-ci peuvent interagir avec des photons par principalement 3 processus comme définis ci-après :

$$\text{Cascade } \pi^0 : p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$$

$$\text{Cascade } \pi^\pm : p + \gamma \rightarrow p + \pi^\pm$$

$$\text{Processus de Bethe-Heitler (Bethe and Heitler, 1934) : } p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^- \quad (1.28)$$

Il faut noter que pour une interaction d'un proton avec un photon plusieurs pions vont être créés. Les mésons ainsi créés vont par la suite se désintégrer de diverses manières. Les  $\pi^0$  neutres ont un temps de vie de l'ordre de  $10^{-16}$  s, après quoi ils vont former deux photons via le canal de désintégration  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Quant aux mésons chargés, ils vont se désintégrer via le canal  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \mu_\nu$  sur un temps plus long, de l'ordre de  $10^{-8}$  s. Les muons ainsi créés vont à leur tour se désintégrer en environ  $10^{-6}$  s pour donner des électrons, positrons et neutrinos. Les différents canaux de désintégration des pions sont donc résumés comme suit :

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \end{aligned} \quad (1.29)$$

Les produits finaux que sont les électrons et positrons vont à leur tour pouvoir produire des photons  $\gamma$  par annihilation de paires ou bien par rayonnement IC.

---

<sup>19</sup> $\sigma_T$  est beaucoup plus faible pour les protons car  $m_e \ll m_p$

**Interaction proton-proton :** Dans le cas où la densité de protons est assez élevée, ces derniers peuvent interagir entre eux ou bien avec le gaz du milieu interstellaire ambiant, et produire de même des pions par les canaux de désintégration suivants :

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow p + p + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0 \\ p + p &\rightarrow p + n + \pi^+ + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0 \\ p + p &\rightarrow n + n + 2\pi^+ + a(\pi^+ + \pi^-) + b\pi^0 \end{aligned} \quad (1.30)$$

avec  $a$  et  $b$  deux entiers. Les mésons alors produits vont se désintégrer de la même manière que présenté dans le paragraphe précédent.

Les processus d'émissions hadroniques sont particulièrement plus complexes que les processus purement leptoniques, notamment car le grand nombre de canaux de désintégration permet de générer des photons  $\gamma$  par diverses manières. La production de neutrinos par les processus hadroniques ouvre ici la porte de l'astronomie multi-messager dont nous reparlerons au fil du manuscrit. En effet, l'observation conjointe de rayonnement  $\gamma$  et de neutrinos serait la preuve de l'existence de processus d'émissions hadroniques.

### 1.3.4 Absorption des photons $\gamma$

A l'inverse des rayons cosmiques chargés, les photons  $\gamma$  se propagent dans l'univers selon des géodésiques. En revanche, ils n'échappent pas à des phénomènes d'absorption  $\gamma - \gamma$  le long du trajet vers nos détecteurs. Grâce à l'expression de la section efficace d'interaction  $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$  (Heitler, 1954), on peut calculer la longueur d'onde du photon qui maximise l'absorption :

$$\lambda_{\max}(E) \approx 1.24 \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right) \mu m \quad (1.31)$$

Pour des photons  $\gamma$  d'une énergie entre 0.1 et 10 TeV, le domaine qui maximise l'absorption est donc l'infrarouge. Il y a principalement deux sources de rayonnement infrarouge qui vont nous intéresser ici.

**Rayonnement thermique des sources :** Les sources capables d'accélérer des particules de sorte à rayonner de manière non radiative des rayons  $\gamma$  vont aussi avoir une forte composante thermique qui peut directement absorber les photons  $\gamma$ . C'est par exemple le cas des FSRQ où les photons  $\gamma$  émis à l'intérieur de la BLR ne sont pas visibles. En fonction de l'intensité du rayonnement thermique et de sa longueur d'onde, les sources de rayonnement thermique seront donc optiquement épaisses aux photons  $\gamma$ .

**Fond diffus extragalactique (EBL<sup>20</sup>) :** Une autre source de rayonnement infrarouge capable d'absorber les rayons  $\gamma$  est celui du fond diffus extragalactique. Ce rayonnement représente la contribution de toutes les étoiles dans les galaxies de

<sup>20</sup>de l'anglais *Extragalactic Background Light*

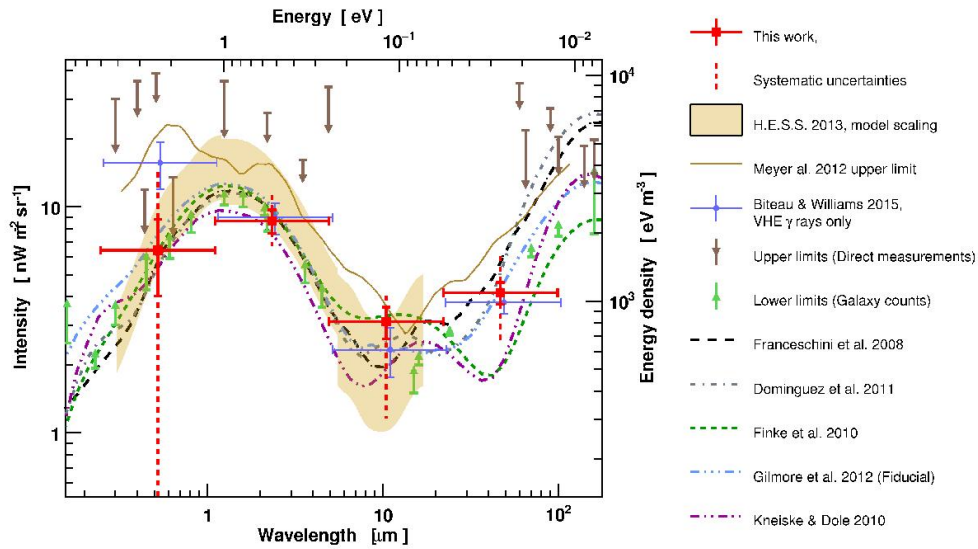
## 1. Noyaux actifs de galaxie et émission à haute énergie

l'univers, ainsi que de l'ensemble des poussières qui rayonnent en IR lointain. Il induit donc une absorption des rayons  $\gamma$ , qui dépend du *redshift*, significative au dessus du TeV. L'absorption par l'EBL s'exprime de la façon suivante :

$$\phi_{\text{observé}}(E) = \phi_{\text{intrinsèque}}(E)e^{-\tau_{\gamma\gamma}(E,z)} \quad (1.32)$$

où  $\phi$  est le flux différentielle à l'énergie  $E$  et  $\tau_{\gamma\gamma}$  est le coefficient d'absorption par l'EBL dépendant à la fois de l'énergie du photon  $\gamma$  incident et de la distance parcouru entre la source et l'observateur, donc directement lié au *redshift*  $z$ . Ce coefficient dépend aussi du modèle d'EBL utilisé, nous pourrions alors citer les plus connus tels que Franceschini, Rodighiero, and Vaccari (2008), Domínguez et al. (2011), Finke, Razzaque, and Dermer (2010), Franceschini and Rodighiero (2017) et Saldana-Lopez et al. (2021).

Ainsi, si on sait modéliser le spectre intrinsèque d'une source aux très hautes énergies et que sa distance est bien contrainte, alors la mesure du spectre observé permet de directement contraindre l'intensité de l'EBL. C'est ainsi que le spectre de l'EBL présenté sur la figure 1.16 est calculé. Il est obtenu directement grâce aux observations Čerenkov, les points de mesure en rouges sont inférées grâce à des observations faites avec les télescopes Čerenkov de l'expérience H.E.S.S.



**Figure 1.16:** Spectre EBL observé par H.E.S.S. publié dans H. E. S. S. Collaboration et al. (2017b). Différents modèles d'EBL sont présents (Franceschini, Rodighiero, and Vaccari (2008), Domínguez et al. (2011), Finke, Razzaque, and Dermer (2010), Gilmore et al. (2012), Kneiske and Dole (2010), Meyer et al. (2012) et Biteau and Williams (2015)).

## 1.4 Description de l'émission des AGN

Cette ultime partie vient clore ce chapitre introductif sur l'émission des AGN aux hautes énergies. Le modèle d'AGN présenté dans 1.1 nous permet de comprendre comment le jet relativiste permet d'accélérer des particules et est donc une source de rayonnement cosmique décrit dans 1.2. Nous allons maintenant décrire comment les différents éléments constitutifs du modèle d'AGN vont permettre de créer des rayonnements multi-longueurs d'onde grâce aux différents processus décrits dans la partie 1.3.

### 1.4.1 Sources de rayonnement IC

Comme nous l'avons vu dans la section 1.1.3.1. La deuxième composante de la SED des blazars est issue des processus d'émission IC. En effet, comme initialement proposé par Begelman and Sikora (1987), les électrons accélérés au sein du jet des AGN peuvent subir de la diffusion IC sur des photons issus de champs de rayonnements externes, on parle alors d'émission IC-externe. En reprenant la description des différents éléments constitutifs des AGN, présentés dans la partie 1.1.2.2, on peut alors évoquer les différents champs de rayonnements externes possibles comme suit :

- l'émission du disque d'accrétion, sous la forme de *big blue bump*, qui est donc dominante en UV. On pourra se référer à Dermer, Schlickeiser, and Mastichiadis (1992) ou bien Sikora, Begelman, and Rees (1994) pour une description de l'émission des blazars par rayonnement IC sur les photons du disque d'accrétion;
- les photons produits par la rediffusion de l'émission du disque par les nuages dans la BLR (Moderski, Sikora, and Błażejowski, 2003);
- le rayonnement du gaz chaud présent dans la couronne autour du disque d'accrétion;
- à plus grande distance, on peut aussi évoquer le rayonnement du tore de poussière;
- on peut aussi considérer le champ de rayonnement stellaire de la galaxie hôte (Stawarz, Sikora, and Ostrowski, 2003).

### 1.4.2 Modèle d'émission Synchrotron *self*-Compton SSC

Dans la partie précédente nous avons évoqué les champs de rayonnements externes pour faire de la diffusion IC, cependant, on peut aussi considérer l'émission synchrotron de la population de particules accélérées comme source de diffusion IC. Dans ce cas on parle de processus d'émission SSC, les leptons accélérés vont donc rayonner par effet synchrotron, produisant ainsi la première composante à basse énergie dans la SED des blazars. Ensuite, ces mêmes leptons vont diffuser par effet IC sur les photons synchrotrons. On peut par exemple se référer à Inoue and Takahara (1996) pour l'application et la description de ce modèle.

Ce scénario est particulièrement adapté pour décrire l'émission des BL Lac, qui présentent que peu de champs de rayonnements externes capables de générer l'émission IC nécessaire.



### 1.4.3 Le cas des particules hadroniques

Les émissions IC-externe et SSC que nous avons présentées ci-dessus sont principalement dominantes pour des populations de particules leptoniques, cependant, bien que souvent négligeables, on peut évoquer les mêmes processus dans le cas de particules hadroniques, en plus de leurs processus d'émission décrits dans la section 1.3.3. On pourra alors se référer à Mannheim (1998), Böttcher (2008) ou encore Costamante et al. (2008) pour une description de l'émission des blazars basée principalement sur des interactions  $\gamma$ -p.

### 1.4.4 Modèle de jet

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.1.2, le modèle des AGN repose sur la présence d'un jet de particules relativistes. Nous allons dans la suite décrire rapidement comment ce jet peut être à l'origine des rayonnements au travers des différents processus décrits dans la partie 1.3.

#### 1.4.4.1 Modèle à une zone jet

Pour modéliser l'émission des AGN, le modèle le plus simple repose sur l'injection d'un nodule de particules préalablement accélérées dans le jet. Ici, on ne va donc pas considérer de phénomènes de ré-accélération dans le jet. Ce modèle est décrit dans Katarzyński, Sol, and Kus (2001), on a donc un nodule sphérique qui se propage à une vitesse relativiste dans le jet, qui lui est non-relativiste. Le nodule est baigné dans un champ magnétique, plus intense que le champ magnétique du jet. C'est un modèle stationnaire, à une zone, car on suppose que le nodule est localisé proche du SMBH, et que c'est la seule région d'émission. Au sein du nodule, on considère une population leptonique dont la distribution de vitesse est en loi de puissance brisée. En effet, on a vu que les processus d'accélération de Fermi génèrent des distributions en loi de puissance, cependant, pour rendre compte des observations en rayons X et  $\gamma$ , il a fallu introduire une cassure, qui peut être justifiée physiquement par un équilibre entre les processus d'accélération et de refroidissement Sikora, Begelman, and Rees (1994).

Ce modèle, présente donc finalement plusieurs paramètres libres. Certains vont décrire la macrophysique, comme le champ magnétique, le rayon du nodule ou bien encore son facteur Doppler. La microphysique sera quant à elle décrite par les pentes ainsi que la cassure de la loi de puissance de la distribution de vitesse des leptons. Leur densité est aussi un paramètre du modèle.

Ensuite, on pourra où bien considérer un modèle d'émission SSC ou bien prendre en compte un champ de rayonnement externe comme nous l'avons décrit plus haut.

#### 1.4.4.2 Modèle multi-zones

Pour rendre compte des observations de M 87, dont le jet n'est pas aligné avec la ligne de visée, le modèle de Katarzyński, Sol, and Kus (2001) a été complexifié en

considérant plusieurs nodules dans [Lenain et al. \(2008\)](#). On pourra se référer à [Lenain \(2009\)](#) pour une description complète de ce modèle.

On peut aussi imaginer un modèle multi-zones où, par turbulence ou reconnexion magnétique (voir [6.1.2](#)), les particules sont ré-accélérées plus loin dans le jet par rapport au SMBH, et forment alors une seconde zone d'émission. On peut aussi parler de chocs stationnaires dans le jet, qui peuvent former à plusieurs endroits des surdensités de plasma où s'opèrera l'émission observée.

#### 1.4.4.3 Modèle dépendant du temps

Jusqu'à présent le modèle que nous décrivions était stationnaire, au sens où les caractéristiques physiques du jet et du nodule étaient indépendantes du temps. De plus, l'injection de particules était instantanée. La prise en compte de la dépendance temporelle peut permettre de rendre compte de la variabilité observée lors de certaines éruptions de blazars, comme c'est le cas du modèle multi-zones dépendant du temps [Joshi et al. \(2019\)](#).

Dans le chapitre [6](#), nous étudierons trois modèles d'éruption de blazars construits à partir du modèle de jet que nous avons décrit ici.



# Détection des rayons $\gamma$ de haute énergie

## Sommaire

2.1	Détection directe	38
2.1.1	Les débuts de l'astronomie $\gamma$	38
2.1.2	Le Compton Gamma Ray Observatory (CGRO)	38
2.1.3	La révolution apportée par <i>Fermi</i>	39
2.2	Détection indirecte : imagerie Čerenkov	41
2.2.1	Développement de gerbe	41
2.2.2	Rayonnement Čerenkov émis par une gerbe	42
2.2.3	Principe de détection et astronomie Čerenkov	45
2.2.3.1	Histoire de l'astronomie Čerenkov	45
2.2.3.2	Le futur : le Čerenkov Telescope Array Observatory	47
2.3	Reconstruction des gerbes	49
2.3.1	Méthodes de reconstruction	49
2.3.1.1	Paramètres de Hillas	49
2.3.1.2	Utilité d'une analyse stéréoscopique	50
2.3.1.3	Une reconstruction basée sur des simulations de gerbes	51
2.3.2	Discrimination $\gamma$ -hadrons	52
2.3.3	Analyse 1D	53
2.3.4	Définition des réponses instrumentales (IRF)	55
2.3.4.1	Définition	55
2.3.4.2	Surface efficace $A_{\text{eff}}$	56
2.3.4.3	Dispersion en énergie $E_{\text{disp}}$	56
2.3.4.4	Fonction d'étalement du point (PSF)	56
2.3.4.5	Fond résiduel hadronique	58
2.3.4.6	Le cas des IRF de CTAO	60
2.4	Spécificités propre à l'observation des blazars en astronomie Čerenkov	60

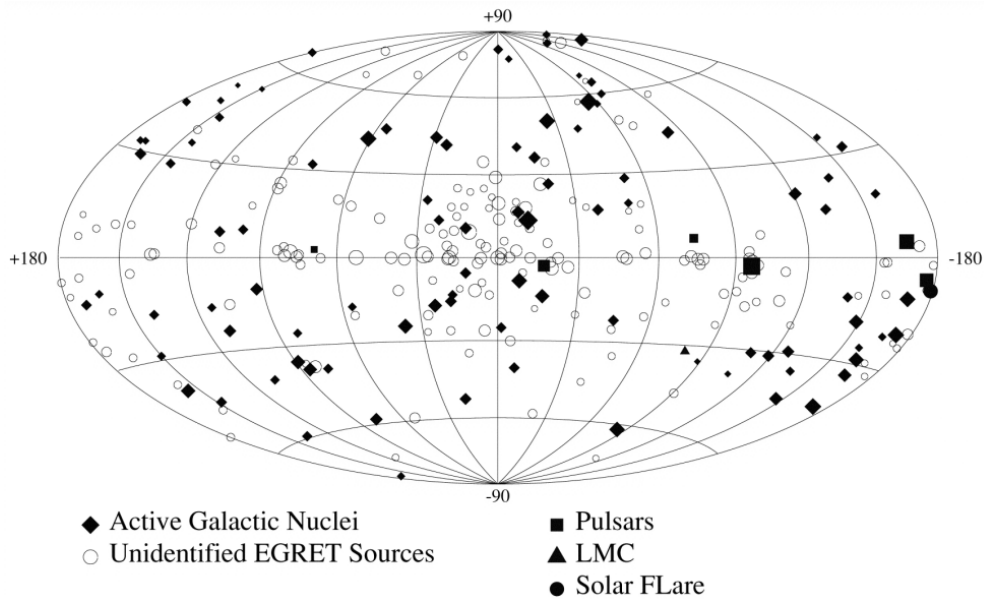


Figure 2.1: Troisième catalogue *EGRET* présenté dans *Hartman et al. (1999)*.

## 2.1 Détection directe

### 2.1.1 Les débuts de l'astronomie $\gamma$

L'atmosphère étant opaque aux rayons  $\gamma$ , les premières expériences ayant pour objectif l'observation de ce rayonnement furent des satellites. C'est ainsi qu'à la fin des années 1960 sont lancés les premiers satellites  $\gamma$  tels que le *Orbiting Solar Observatory* qui montrera que la Voie Lactée est une source de rayons  $\gamma$  au dessus de 50 MeV (*Kraushaar et al., 1972*). *COS-B* sera lancé en 1975 et viendra confirmer l'émission de notre galaxie. Il permettra d'avoir le premier catalogue de sources  $\gamma$ , contenant 25 sources dont seulement une extragalactique, l'AGN 3C 273 (*Swanenburg et al., 1981*).

### 2.1.2 Le Compton Gamma Ray Observatory (*CGRO*)

Durant les années 1980, un nouvel instrument viendra révolutionner l'astronomie  $\gamma$ , *CGRO*, celui-ci se compose de 4 éléments pour couvrir une large bande en énergie allant des rayons X aux rayons  $\gamma$ , plus précisément de 20 keV à 30 GeV. Le Energetic Gamma-ray Experiment Telescope (*EGRET*) est celui destiné à la gamme énergétique la plus haute des  $\gamma$ . Cet instrument permis donc à la fois de détecter environ 2700 sursauts gamma (*GRB*<sup>1</sup>) ainsi que d'étendre significativement le catalogue de sources de rayons  $\gamma$  grâce à *EGRET* passant alors à 271 sources à l'aube du 3e millénaire (*Hartman et al., 1999*) comme présenté sur la figure 2.1.

<sup>1</sup>de l'anglais *gamma-ray burst*

### 2.1.3 La révolution apportée par *Fermi*

A l'aube des années 2010, dans la continuité de *CGRO*, *Fermi* est lancé en 2008, et est actuellement encore en opération. Il est équipé de 2 détecteurs, un premier, le Gamma Burst Monitor<sup>2</sup>, présente une bien meilleure sensibilité que, *CGRO* avec un champ de vue de plus de 8 sr, ce qui permet d'observer plus de la moitié de l'intégralité du ciel en permanence. Il opère entre 10 keV et 25 MeV et présente une résolution temporelle de 2 ms, ce qui en fait donc un instrument particulièrement adapté à la détection et l'observation des *GRB*. Le second, le Large Area Telescope (*LAT*<sup>3</sup>), qui a pour objectif l'observation des sources  $\gamma$  entre 20 MeV et 300 GeV (*AGN*, pulsars, *GRB*, etc. ) (*Atwood et al., 2009*). Sa grande surface efficace lui permet d'avoir une excellente sensibilité par rapport à *EGRET*, mais aussi un champ de vu de plus de 2 sr ce qui lui permet d'observer l'intégralité du ciel en quelques heures.

Pour détecter des rayons  $\gamma$ , *Fermi-LAT* dispose de plusieurs éléments :

- Un trajectographe : de manière simple, il est composé de feuille de tungstène dans lesquelles les rayons  $\gamma$  vont produire des paires d'électrons et positrons qui seront alors utilisées pour reconstruire la direction d'arrivée du rayon  $\gamma$ .
- Un calorimètre : Situé en dessous du trajectographe, il permet de mesurer l'énergie des particules secondaires et donc de reconstruire l'énergie initiale du photon  $\gamma$ .
- Un système d'anticoïncidences : les rayons cosmiques créent sensiblement les mêmes particules dans le trajectographe. Grâce à un bouclier pour ne mesurer que les signaux venant d'une seule direction, ce module est capable de discriminer les signaux  $\gamma$  de ceux produits par rayons cosmiques.

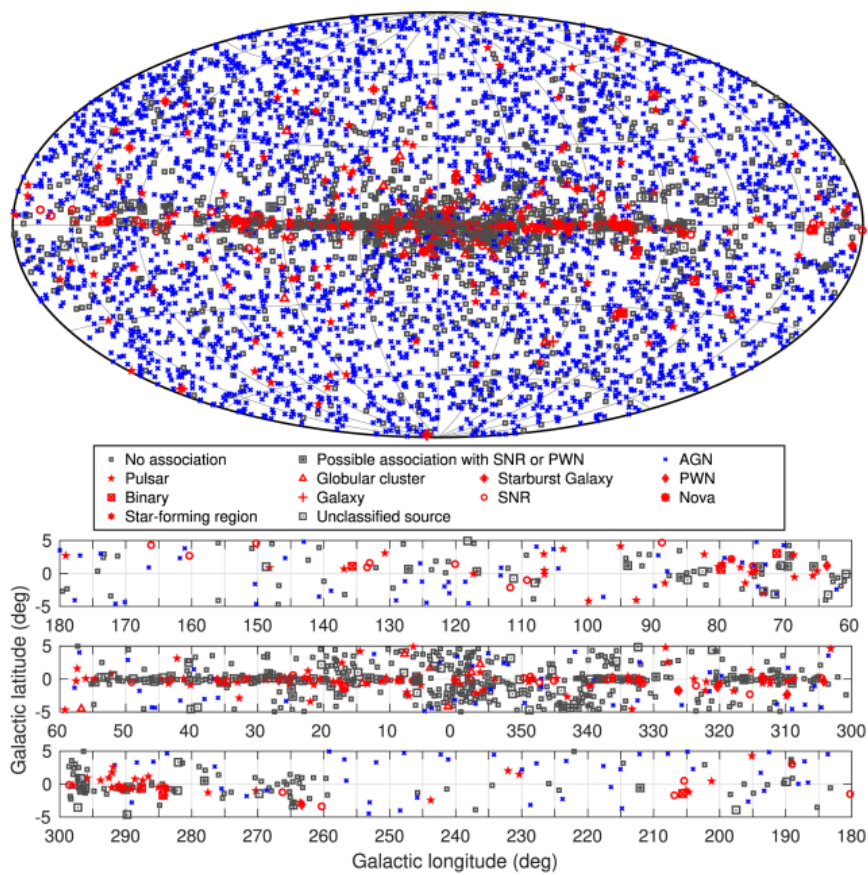
Plus de 5000 sources sont aujourd'hui détectées par *Fermi-LAT*, comme le montre la figure 2.2, avec plus de 3000 qui sont extragalactiques (*Abdollahi et al., 2020*).

<sup>2</sup>voir [https://fermi.gsfc.nasa.gov/.../Cicerone\\_introduction/GBM\\_overview.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/.../Cicerone_introduction/GBM_overview.html)

<sup>3</sup>voir <https://fermi.gsfc.nasa.gov/science/instruments/table1-1.html>

## 2. Détection des rayons $\gamma$ de haute énergie

---



**Figure 2.2:** Sources  $\gamma$  détectées par Fermi-LAT publiées dans catalogue (4FGL) [Abdollahi et al. \(2020\)](#).

## 2.2 Détection indirecte : imagerie Čerenkov

Le limitation de la charge embarquée des instruments spatiaux pose une limite sur la surface efficace et donc sur la sensibilité des instruments. Cela implique une énergie maximale des rayons  $\gamma$  détectables. Afin de sonder les énergies au delà du TeV, il a donc fallu repasser sur Terre. Il y a deux types de détecteurs au sol, les détecteurs à cuves à eau, celles-ci vont servir de calorimètre et vont permettre de détecter les produits de la gerbes créée par l'interaction d'un rayon *gamma* ou cosmique lors de son passage dans l'atmosphère. On pourra par exemple citer l'observatoire High Altitude Water Cherenkov Observatory ([HAWC](#)) ([DeYoung and HAWC Collaboration, 2012](#)). Le deuxième type se sert directement de l'atmosphère en guise de calorimètre pour détecter les gerbes produites par les rayons  $\gamma$  ou cosmiques.

Nous allons donc dans cette partie présenter les méthodes de détection des rayons  $\gamma$  avec cette deuxième méthode, grâce à l'astronomie Čerenkov.

### 2.2.1 Développement de gerbe

Lorsqu'un photon  $\gamma$  rentre dans l'atmosphère, il va produire des paires ( $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ ) en interagissant avec le champ Coulombien des noyaux des atomes de l'air. Ces particules ainsi créées vont, à leur tour interagir avec les champs des noyaux et vont alors ré-émettre des photons par rayonnement de freinage. Ce processus va se répéter de multiples fois jusqu'à ce que les particules secondaires atteignent une énergie critique  $E_C$  de 85 MeV environ, énergie à laquelle les pertes induites par ionisation sont équivalente à celles par rayonnement de freinage, la gerbe va alors "mourir". L'approche simple pour décrire le phénomène est le modèle de Heitler ([Heitler, 1954](#)), décrit par la figure 2.4 à gauche. A chaque création de paire, l'énergie  $E$  du photon est divisée par 2, alors que le nombre de particules  $N$  dans la gerbe est lui multiplié par 2. Ce modèle fait l'hypothèse que la longueur de radiation pour la création de paire est la même que pour l'émission par rayonnement de freinage, noté  $X_0 \approx 36 \text{ g.cm}^{-2}$ . Si on note donc  $n$  le nombre d'interactions, on peut facilement voir que pour une profondeur de radiation  $X$ , qui se mesure comme la pression de l'atmosphère à une altitude donnée, on a les relations qui suivent :

$$\begin{aligned} n &= \frac{X}{X_0} \\ N(X) &= 2^n \\ E(X) &= \frac{E_0}{2^n} \end{aligned} \tag{2.1}$$

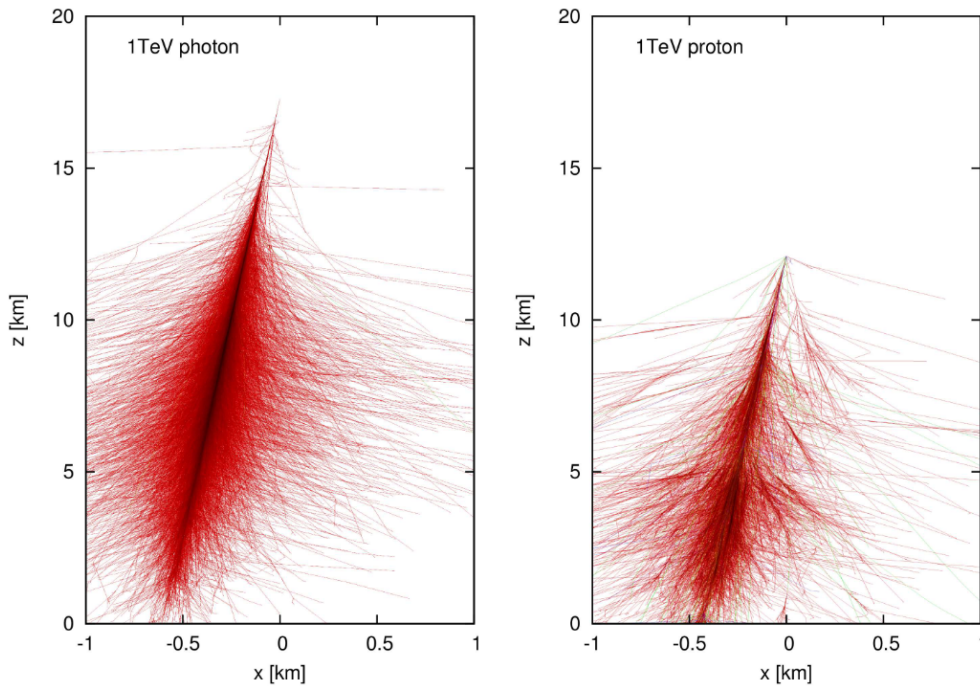
On voit facilement que la profondeur à laquelle la gerbe aura un nombre maximum de particules secondaire, et donc que  $E(X) = E_C$ , vaut donc :

$$X_{\max} \approx X_0 \ln\left(\frac{E_0}{E_C}\right) \tag{2.2}$$

Ce qui pour un photon de 1 TeV donne une altitude à laquelle la gerbe est à son maximum de 10 km environ.



## 2. Détection des rayons $\gamma$ de haute énergie



**Figure 2.3:** Comparaison entre une gerbe atmosphérique de proton et photon simulée avec CORSIKA (Heck et al., 1998). Crédit : Barnacka et al. (2012).

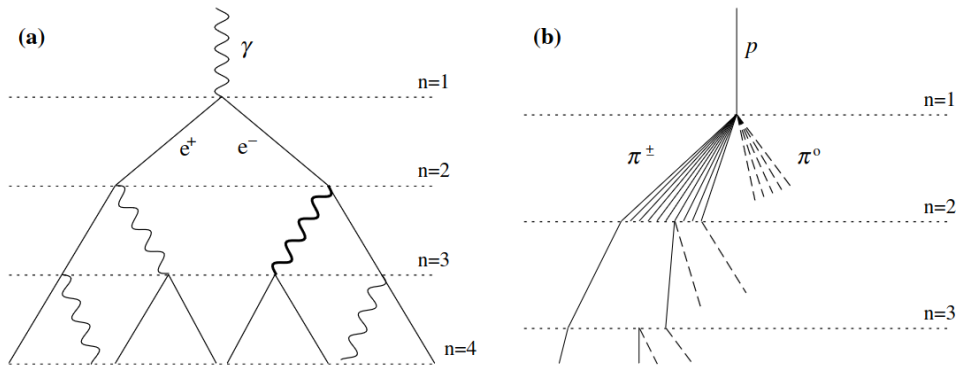
Les gerbes hadroniques issues des rayons cosmiques vont avoir le même genre de développement, il y aura en plus des pions neutres qui se désintégreront rapidement en photons  $\gamma$  secondaires, ainsi que des pions chargés qui vont finalement créer des pions neutres et donc des photons in fine. La gerbe sera donc, à la fin, semblable en composition à une gerbe photonique, bien que sa géométrie soit différente comme le montre la figure 2.3 où deux gerbes ont été simulées avec CORSIKA (Heck et al., 1998). On note par exemple que la profondeur  $X_{\max}$  est plus grande pour la gerbe hadronique, qui est aussi beaucoup moins symétrique que la gerbe produite par un photon.

Le modèle de Matthews (2005) est une extension du modèle de Heitler qui permet de mieux décrire la structure complète des gerbes, qu'elles soient leptoniques ou hadroniques, comme l'indique la figure 2.4.

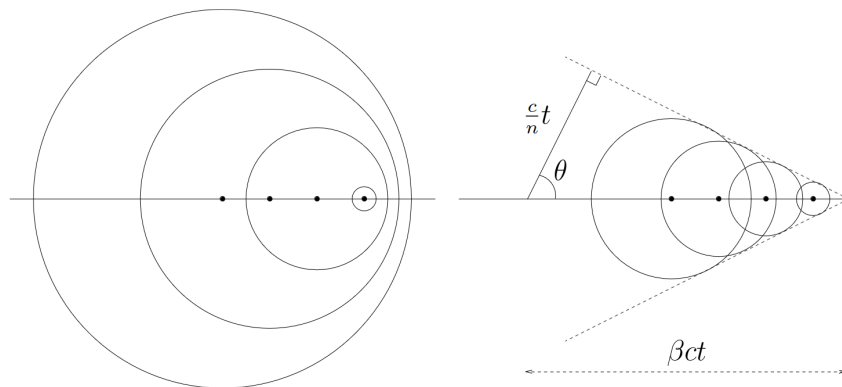
### 2.2.2 Rayonnement Čerenkov émis par une gerbe

Nous avons donc expliqué comment une gerbe de particules secondaires se forme lors de l'arrivée d'un photon  $\gamma$ , ou d'un rayon cosmique, dans l'atmosphère. Faisons un pas de côté pour définir le rayonnement Čerenkov. Ce rayonnement apparaît lorsqu'une particule voyage dans un milieu à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le dit milieu. Dans le cas de l'air on a alors :

$$c/n_{\text{air}} < v < c \quad (2.3)$$



**Figure 2.4:** Comparaison entre une gerbe atmosphérique de proton (b) et photon (a) dans le modèle de Heitler. Crédit : Matthews (2005).



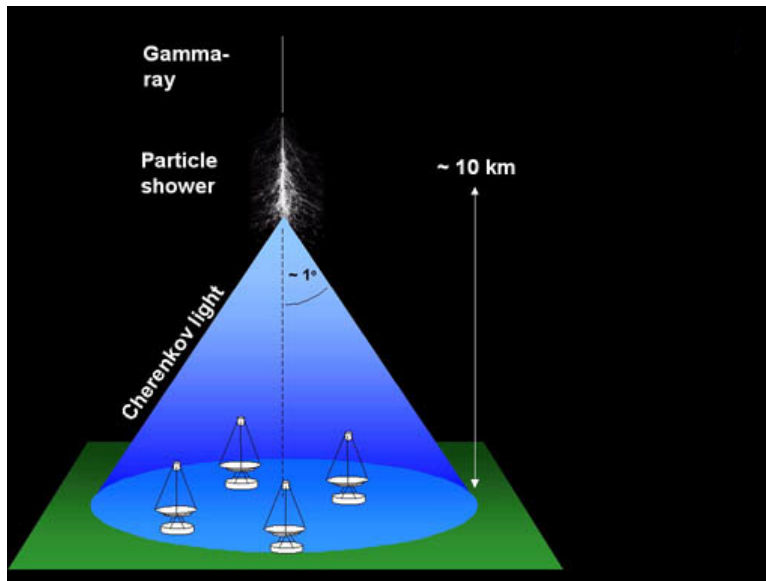
**Figure 2.5:** Schéma de l'émission du rayonnement Čerenkov. A gauche on trouve le cas subluminaire, où la perturbation du champ électromagnétique se déplace plus vite que la particule. A droite on est dans le cas supraluminaire, les ondes sont rattrapées par la particule et un front de choc se forme. Crédit : Lenain (2009).

où on note  $c_{\text{air}} = c/n_{\text{air}}$  avec  $n_{\text{air}}$  l'indice de réfraction de l'air. On peut faire l'analogie entre l'émission de ce rayonnement et l'émission d'une onde de choc lorsqu'on dépasse le mur du son, créée par la superposition de plusieurs fronts d'ondes, ici des fronts d'onde de champ électromagnétique, comme indiqué sur la figure 2.5. Sur cette figure on voit facilement que lorsque la particule parcourt une distance  $vt = \beta ct$ , les photons Čerenkov eux parcourent  $ct/n_{\text{air}}$ . Ces derniers sont donc émis avec un angle  $\theta$  par rapport à la direction incidente de la particule qui vérifie :

$$\cos \theta = \frac{c}{n_{\text{air}} v} \quad (2.4)$$

avec  $v$  la vitesse de la particule telle que  $v > c_{\text{air}}$ . Les photons Čerenkov émis dans l'air sont dans le proche ultraviolet (300-400 nm), la partie visible étant rapidement absorbée par l'air. Le détail des calculs est fait dans Rybicki and Lightman (1979).

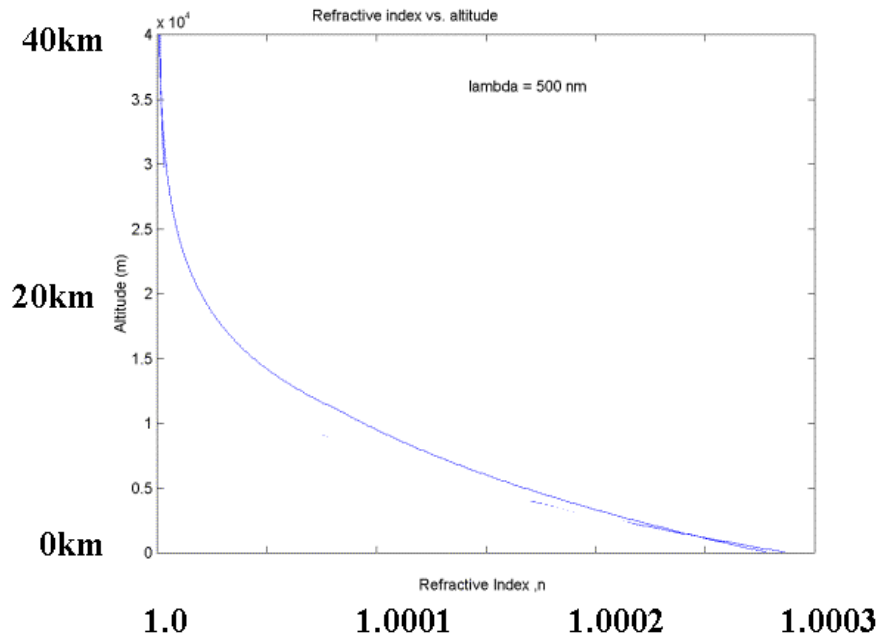
Si nous revenons à notre gerbe atmosphérique, les particules secondaires que sont les électrons et positrons sont produits à une vitesse supérieure à  $c_{\text{air}}$ . Il s'en suit donc l'émission d'un rayonnement Čerenkov qui sera à son intensité maximale à la



**Figure 2.6:** Schéma de l'émission Čerenkov d'une gerbe et de l'éclairement au sol. On voit ici le cône de lumière Čerenkov (en bleu) créé par un photon  $\gamma$  rentrant dans l'atmosphère. Il éclaire sur la figure 4 télescopes qui vont pouvoir reconstruire les propriétés de la gerbe par stéréoscopie (voir partie 2.3.1.2) Crédit : adapté de H.E.S.S. Collaboration.

profondeur  $X_{\max}$  définie dans l'équation 2.2. Bien que la gerbe de particules présente une certaine dispersion radiale, elle est tout de même particulièrement colimatée car les particules émises sont relativistes. C'est alors l'angle  $\theta$  d'émission du rayonnement Čerenkov des particules individuels qui va dominer l'angle d'émission global de la gerbe entière. Si on reprend notre application numérique pour un photon de 1 TeV, si on considère que le cône de lumière Čerenkov est émis à  $X_{\max} \sim 10 \text{ km}$ , on peut alors, de part le fait que de  $n_{\text{air}} = 1.0001$  (Purvinskis et al., 2003), montrer que la zone au sol éclairée par le cône Čerenkov est un disque de rayon d'environ 140 m. La figure 2.6 décrit le processus complet de l'arrivée d'un rayon  $\gamma$  dans l'atmosphère ainsi que de l'émission du cône de lumière Čerenkov se propageant jusqu'au sol.

Comme l'indique l'équation 2.2, la profondeur du maximum de gerbe  $X_{\max}$  est d'autant plus grande que l'énergie de la particule initiale  $E_0$  est élevée, ce qui place donc l'altitude de l'émission du cône Čerenkov plus basse. L'équation 2.4 pourrait nous indiquer alors que, les gerbes issues de particules de plus haute énergie auraient une zone d'éclairement Čerenkov au sol plus faible. Ce serait oublier que l'indice de l'air est variable et décroît avec l'altitude comme l'indique la figure 2.7. Cette décroissance vient globalement compenser le développement de gerbe plus profond à haute énergie et rend en première approximation la zone d'éclairement Čerenkov indépendante de l'énergie  $E_0$  de la particule incidente, l'intensité Čerenkov est quant à elle bien dépendante de l'énergie.



**Figure 2.7:** Évolution de l'indice réfraction de l'air en fonction de l'altitude. Crédit : Purvinskis et al. (2003).

## 2.2.3 Principe de détection et astronomie Čerenkov

### 2.2.3.1 Histoire de l'astronomie Čerenkov

Le flash Čerenkov émis par les gerbes dans l'atmosphère est donc potentiellement visible depuis le sol. C'est à partir de ce point qu'a commencée l'astronomie Čerenkov. Celle-ci repose sur l'imagerie indirecte des sources de photons  $\gamma$ . Lorsqu'un d'entre eux arrive dans l'atmosphère, le signal Čerenkov produit par la gerbe est mesuré par un télescope Čerenkov, sous la forme d'une image dans sa caméra. Cette image permet alors de reconstruire la direction initiale du photon  $\gamma$  incident ainsi que son énergie. C'est ainsi que le premier télescope Čerenkov (IACT<sup>4</sup>) Whipple, de 10 m de diamètre, avec une caméra équipée de 7 photo-multiplicateurs PM (puis 107 après une mise à niveau), observa pour la première fois aux VHE la nébuleuse du Crabe (Weekes et al., 1989), ainsi que le blazar Mrk 421 (Punch et al., 1992).

Suite à cette première génération de télescopes, vint une seconde génération avec plusieurs pistes d'optimisation. La collaboration Čerenkov Array at Themis (CAT) mis l'accent sur l'électronique rapide et le nombre de PM et conçut alors un instrument unique avec 600 PM opérant dans le sud de la France. La collaboration High Energy Gamma-Ray Astronomy (HEGRA, (HEGRA Collaboration: A. Daum, 1997)) conçu quant à elle plusieurs instruments dans les îles Canaries pour profiter de la reconstruction stéréoscopique, dont nous discuterons l'intérêt dans la partie 2.3.

La troisième génération de télescopes Čerenkov apparaît à l'aube de l'an 2000. Il y a tout d'abord le High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) qui avec 4 télé-

<sup>4</sup>en anglais Imaging Atmospheric Čerenkov Telescope

## 2. Détection des rayons $\gamma$ de haute énergie



(a) Photo des deux télescopes de **MAGIC**. Crédit : G. Ceribella.



(b) Photo du site de **VERITAS**. Crédit: Collaboration **VERITAS**.



(a) Photo de **H.E.S.S.** Crédit : G. Grolleron.



(b) Photo du premier **LST** en fonctionnement de **CTAO**. Crédit : **CTAO**.

**Figure 2.9:** Vue d'artiste des sites de **CTAO**

scopes de 12m de diamètre en Namibie permet de faire de l'analyse stéréoscopique et grâce à sa position géographique sera entre autres destiné à l'étude des sources galactiques (voir 2.9a). Situé dans les îles Canaries, le Major Atmospheric Gamma-Ray Imaging Čerenkov (**MAGIC**) possède 2 télescopes sensiblement plus grands que ceux de **H.E.S.S.** avec des diamètres de 17m (voir 2.8a). Ils sont alors plus sensibles aux photons  $\gamma$  de **VHE** d'énergie plus basse, ce qui les rend particulièrement efficaces pour l'observation des sources extragalactiques où l'**EBL** vient absorber la partie de plus haute énergie de l'émission intrinsèque (voir 1.3.4). Enfin sur le site de Whipple en Arizona, le Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (**VERITAS**) est constitué comme **H.E.S.S.** de 4 télescopes (voir 2.8b). En 2012 **H.E.S.S.** bénéficia d'une amélioration majeure, l'ajout d'un 5e télescope avec une surface de collection de  $600\text{ m}^2$ , le plus grand **IACT** de tout les temps. Ces 3 expériences ont chacune d'elles contribué à révolutionner l'astronomie Čerenkov au 21e siècle en augmentant drastiquement le nombre de sources détectées aux **VHE**, ainsi qu'en permettant l'exploration des énergies au delà du TeV, jusque-là inaccessibles avec les télescopes spatiaux. **H.E.S.S.**, **MAGIC** et **VERITAS** sont toujours en fonctionnement.

### 2.2.3.2 Le futur : le Čerenkov Telescope Array Observatory

La troisième génération d'IACT arrive aujourd'hui à son terme et les développements se sont tournés vers un observatoire avec 2 sites, un par hémisphère, rendant possible l'observation de l'intégralité du ciel, le Čerenkov Telescope Array Observatory (CTAO). A la différence des IACT actuellement en fonctionnement, qui sont des expériences gérées par des collaborations, de part son statut d'observatoire, CTAO sera une entité autonome dont chacun sera libre de demander du temps d'observation.

Plusieurs types de télescopes composeront les sites de CTAO, dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.2.3.2.

	LST	MST	SST
Gamme en énergie	20 à 150 GeV	150 GeV à 5 TeV	5 à 300 TeV
Diamètre	23 m	11.5 m	4.3 m
Taille	45 m	27 m	9 m

Les deux sites de CTAO seront définies comme suit :

**Site sud :** Situé au Chili dans le désert d'Atacama, à 10 km au sud de l'observatoire de Paranal, il permet l'observation des sources galactiques dans de bonnes conditions de visibilité. Ainsi dans sa conception actuelle, la configuration alpha, CTAO prévoit de construire 14 télescopes de taille moyenne (MST<sup>5</sup>) ainsi que 37 de petite taille (SST<sup>6</sup>). La gamme énergétique utile induite par ce choix de configuration rend ce site particulièrement adapté l'observation des sources galactiques. Une vue d'artiste de ce site est présenté sur la figure 2.10b.

**Site nord :** Ce site sera situé dans les îles Canaries à La Palma. La configuration alpha prévoit une composition avec 9 MST ainsi que de 4 de grande taille (LST<sup>7</sup>). Ainsi, ce site sera quant à lui destiné à l'observation de sources extragalactiques. La figure 2.10a est une vue d'artiste du site nord. A l'heure actuelle, un premier télescope LST est en *commissioning* depuis 2018 au site nord visible sur la photo 2.9b.

Une description plus complète du fonctionnement des MST ainsi que de la caméra NectarCAM qui équipera ceux du site nord est faite dans le chapitre 3.

<sup>5</sup>de l'anglais Medium-Sized Telescope

<sup>6</sup>de l'anglais Small-Sized Telescope

<sup>7</sup>de l'anglais Large-Sized Telescope

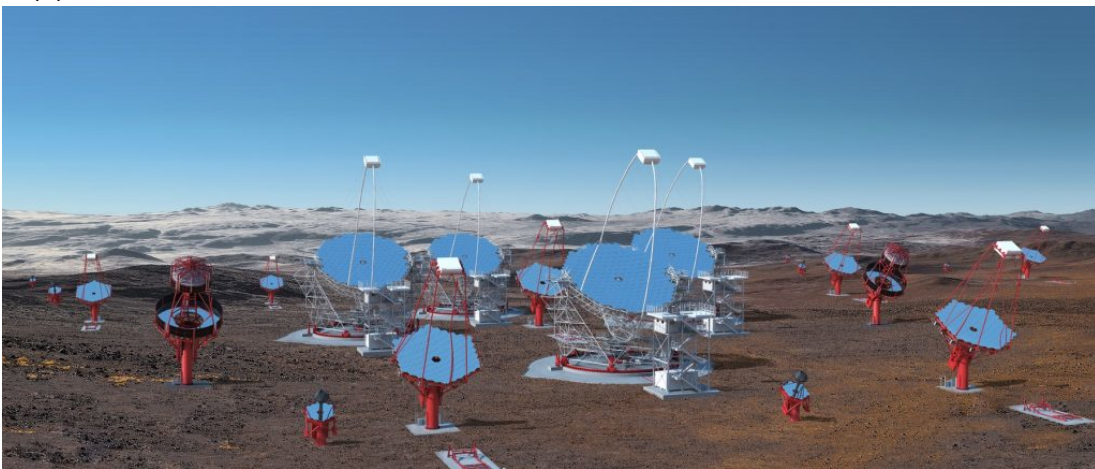


## 2. Détection des rayons $\gamma$ de haute énergie

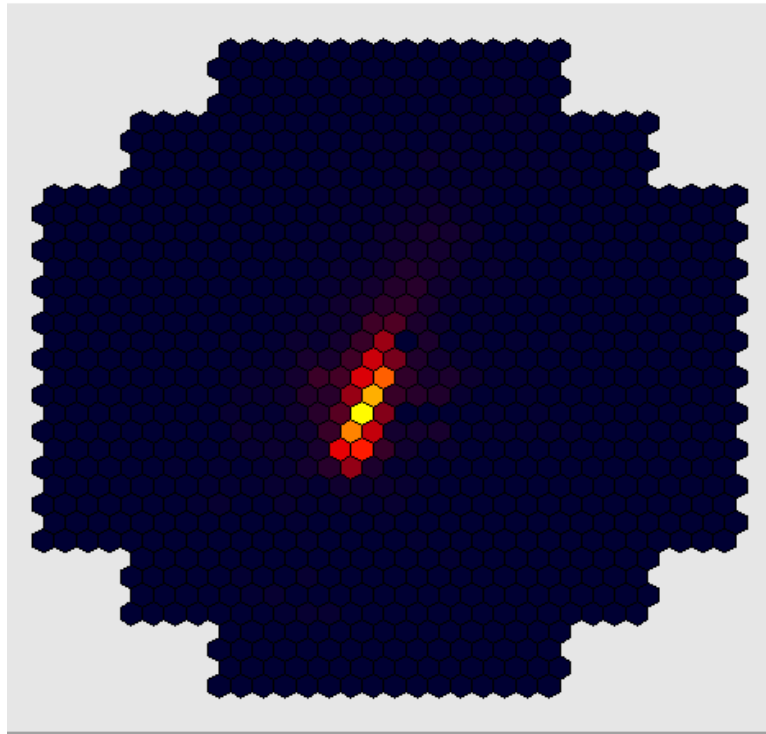
---



(a) *Vue d'artiste du site nord de CTAO. Crédit : CTAO.*



(b) *Vue d'artiste du site sud de CTAO. Crédit : CTAO.*



**Figure 2.11:** Image d'une gerbe par *H.E.S.S.*, chaque pixel est un tube photomultiplicateur, la couleur représente l'intensité du signal reçue dans les pixels, sombre pour une signal faible, et du rouge au jaune pour un signal important. Crédit : *H.E.S.S. Collaboration*.

## 2.3 Reconstruction des gerbes

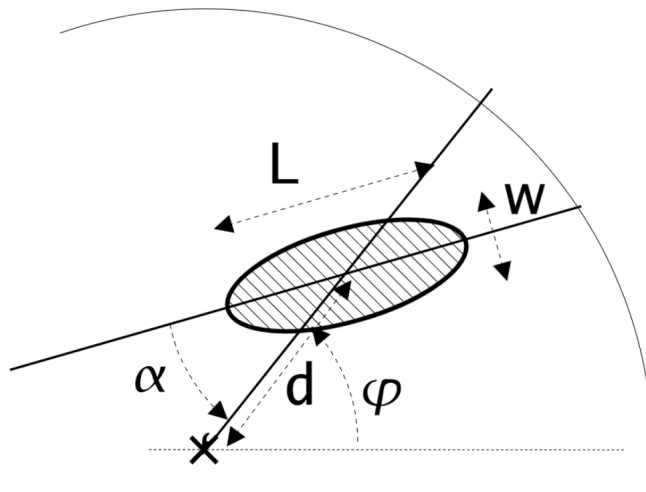
Dans cette partie nous allons décrire comment il est possible de reconstruire les propriétés physiques (énergie et direction) d'un photon  $\gamma$  créant une gerbe atmosphérique à partir de l'image du rayonnement Čerenkov obtenue dans la caméra d'un télescope Čerenkov.

### 2.3.1 Méthodes de reconstruction

#### 2.3.1.1 Paramètres de Hillas

Un télescope Čerenkov va donc imager le cône de lumière Čerenkov émis par une gerbe, la focale est fixée de sorte à focaliser une zone légèrement en-dessous de la profondeur du maximum de gerbe  $X_{\max}$ . Ainsi l'image obtenue dans la caméra d'un télescope Čerenkov sera la section d'un cône, c'est à dire une ellipse pour un photon  $\gamma$ , comme on peut le voir sur la figure 2.11. A partir de cette image il est possible de reconstruire la direction initiale de la particule incidente, son point d'impact ainsi que son énergie, grâce à la méthode de Hillas (Hillas, 1985) que nous allons brièvement décrire ici. Cette méthode est purement géométrique, et repose sur la mesure de 6 grandeurs schématisées sur la figure 2.12 et définies comme suit :





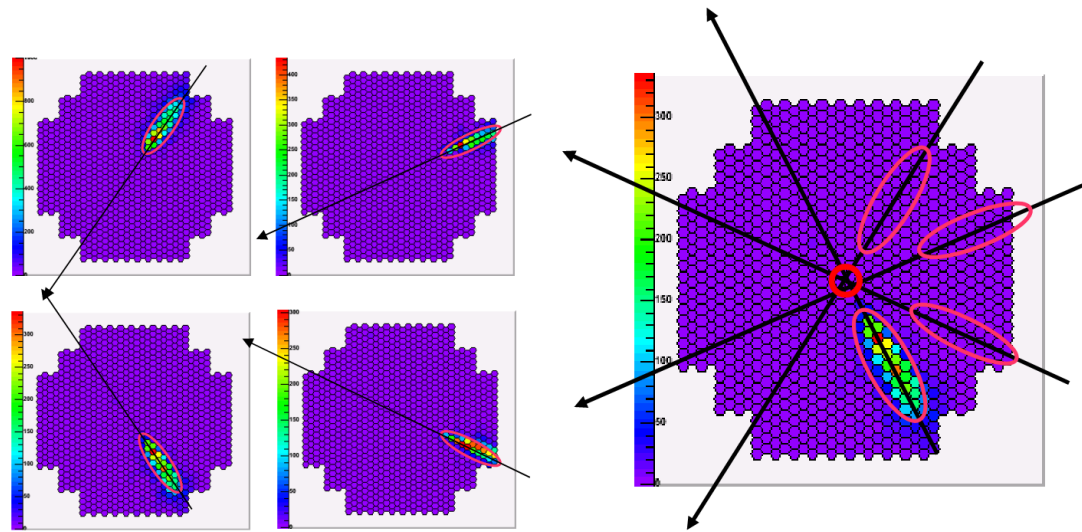
**Figure 2.12:** Schéma définissant géométriquement les paramètres de Hillas. Crédit : de Naurois (2006).

- La longueur  $L$  et la largeur  $W$  de l'ellipse
- distance angulaire  $d$  entre le centre de gravité de l'ellipse et le centre de la caméra
- Angle azimutal de l'image  $\phi$ , définie par la droite qui joint le centre de la caméra au centre de gravité de l'ellipse et un axe du référentiel de la caméra
- Angle d'orientation de l'image  $\alpha$ , formée par l'intersection de la droite donnée par le grand-axe de l'ellipse et celle qui joint le centre de la caméra au centre de gravité de l'ellipse
- Charge totale contenue dans l'ellipse  $C$  (somme du signal dans tous les pixels de l'ellipse)

Ces variables sont alors utilisées comme des grandeurs discriminantes, on peut par exemple rejeter des gerbes dont la valeur de  $d$  est trop grande. On va aussi se servir des grandeurs  $L$  et  $W$  pour rejeter des images qui ne sont pas semblables à des ellipses, pour discriminer les événements hadroniques. De plus, cette paramétrisation sera utilisée pour reconstruire les propriétés intrinsèques de la particule à l'origine de la gerbe, telles que son énergie et le paramètre d'impact, qui se définit comme la position au sol d'impact de la gerbe. Le paramètre d'impact permet donc de reconstruire la direction du photon  $\gamma$  détecté. Pour plus de détails concernant le calcul de ces paramètres on pourra se référer à de Naurois (2012).

### 2.3.1.2 Utilité d'une analyse stéréoscopique

On peut assez facilement voir sur la figure 2.12 qu'une certaine dégénérescence de la paramétrisation va se produire si l'image de la gerbe se forme en bord de caméra, où bien si pour une raison géométrique l'image se rapproche d'un disque et non d'une ellipse, c'est d'autant plus vrai en observation monoscopique. De fait, les reconstructions de la direction et du paramètre d'impact de la gerbe sont dans ce cas complètement erronées. L'utilisation de plusieurs télescopes permet d'avoir plusieurs



**Figure 2.13:** Reconstruction stéréoscopique du paramètre d'impact et de la direction d'une gerbe avec *H.E.S.S.* dans sa phase 1. Crédit : de Naurois (2012).

images d'une même gerbe avec différents angles de vue pour améliorer significativement la reconstruction comme le montre la figure 2.13. L'analyse stéréoscopique présente aussi un avantage pour discriminer les gerbes d'origine hadronique et celles issues de photons que nous discuterons dans 2.3.2.

### 2.3.1.3 Une reconstruction basée sur des simulations de gerbes

Pour reconstruire les propriétés de la particules dont la gerbe est issue, les analyses se basent sur des simulations massives de Monte Carlo (MC). Ces simulations permettent de prendre en compte l'intégralité des processus physiques, de l'arrivée d'un photon  $\gamma$  (ou d'un rayon cosmique) dans l'atmosphère, à la mesure des signaux dans la caméra, en passant par l'intégralité du système optique. La dégénérescence des paramètres physiques rend trop difficile la modélisation exacte de ces processus, c'est pourquoi, le recours aux MC, permet de mieux comprendre l'ensemble des phénomènes.

On simule donc des gerbes de particules avec entre autres différentes énergies, différents paramètres d'impact, angles zénithaux et efficacité optique du système. Plusieurs autres facteurs doivent être pris en compte tels que la qualité de l'atmosphère, la température, l'humidité car tous ces paramètres vont influencer significativement le développement de la gerbe et donc l'image mesurée avec les télescopes. Les simulations de MC permettent donc d'avoir des tables qui associent, entre autres, la charge mesurée dans l'ellipse ainsi que la paramétrisation de Hillas, avec l'énergie réelle de la particule ayant émis la lumière Čerenkov.

Il existe une grande variété de paramètres atmosphériques et météorologiques tels que le gradient de température de l'atmosphère, l'humidité ou bien encore la présence d'aérosols. Ils sont une source d'erreurs systématiques, de même que les différentes modélisations de gerbes hadroniques, utilisées pour la discrimination entre

$\gamma$  et hadrons. Ce type d'erreur est dominant pour les observations avec des IACT. La diminution des erreurs systématiques est un sujet d'investigation à part entière de l'astronomie Čerenkov dont l'objet sort de la visée de ce manuscrit. Nous nous contenterons donc de citer une amélioration notable ayant permis une très grande réduction des systématiques, celle des simulations dites *run-wise* (Holler et al., 2020). Le principe repose sur le fait de faire les simulations MC en considérant directement les paramètres atmosphériques mesurés au moment de l'observation, ainsi que le taux de bruit de fond dans le champ de vue, ou bien les caractéristiques durant l'observation, tels que les pixels cassés. Bien que cela demande de produire des MC pour chaque observation, cela permet d'éviter d'avoir à faire des interpolations trop larges dans les tables de MC évoquées au dessus. Cette technique réduit considérablement les erreurs systématiques induites par les paramètres atmosphériques et de manière plus générale par l'état du détecteur au moment de la prise de données. Cette méthode a contribué par exemple à détecter l'extension du Crabe (Holler et al., 2017), ainsi que le jet de Cen A (H. E. S. S. Collaboration et al., 2020)

### 2.3.2 Discrimination $\gamma$ -hadrons

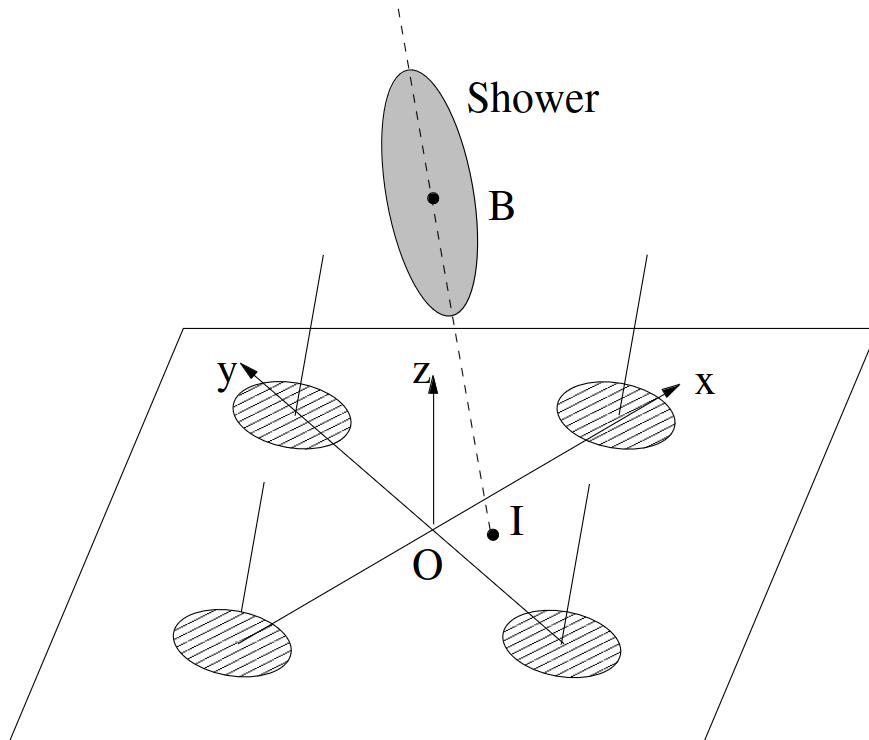
Comme nous l'avons expliqué les gerbes issues de particules hadroniques ou de photons sont similaires et sont détectées par les IACT, celles qui nous intéressent ici sont les gerbes issues des rayons  $\gamma$ . Cependant, il y a de l'ordre de  $10^5$  fois plus de gerbes hadroniques que issues de  $\gamma$ , le bruit domine donc complètement les observations et il faut une méthode efficace afin de rejeter les gerbes qui ne sont pas issues de photons  $\gamma$ . La méthode historique, et de surcroît la plus simple, repose sur les paramètres de Hillas. Pour chaque évènement mesuré dans une caméra, les paramètres de Hillas sont calculés et comparés aux simulations de MC pour estimer si la gerbe est plutôt d'origine hadronique ou bien la signature d'un photon. Les évènements qui seront donc associés à des photons  $\gamma$  seront appelés "évènement  $\gamma$ ".

L'analyse stéréoscopique permet une amélioration significative de la discrimination gamma-hadrons. En effet tout signal qui ne serait pas détecté en coïncidence dans au moins 2 télescopes va être rejeté, ainsi l'analyse stéréoscopique permet d'abaisser le taux d'évènements issus du bruit de fond, et donc d'améliorer le signal mesuré par rapport à ce dernier. Pour les hadrons qui sont détectés en coïncidence dans 2 télescopes, on se sert de coupures sur des variables discriminantes pour les rejeter.

La méthode de Hillas est une méthode simple qui présente ses limites, sa capacité de rejet du fond n'est pas des plus efficace et plusieurs autres méthodes ont été développées ces 20 dernières années, que nous nous contenterons d'évoquer ici.

La méthode "Model" introduite par Le Bohec et al. (1998) repose sur la modélisation analytique des différentes gerbes. Une base de données d'images pour des gerbes simulées avec différents paramètres d'impact, angles zénithaux et énergies est construite pour être comparée aux données. Cette méthode prend aussi en compte la charge attendue dans chaque pixel de la caméra. On pourra trouver une description plus exhaustive de cette méthode dans de Naurois (2012).

La méthode "Model3D" est une amélioration de la méthode précédente décrite dans Lemoine-Goumard, Degrange, and Tluczykont (2006) où la gerbe est modélisée



**Figure 2.14:** Description schématique de la méthode "Model3D" avec 4 télescopes. Le point d'impact est noté  $I$  et  $B$  est la position du maximum de gerbe. Crédit : [Lemoine-Goumard, Degrange, and Tluczykont \(2006\)](#).

de manière tri-dimensionnelle, comme indiqué sur la figure 2.14. Il y a ainsi une anisotropie angulaire de la luminosité Čerenkov de la gerbe qui est prise en compte contrairement à la méthode "Model". Cette anisotropie influe directement sur la lumière collectée dans chaque pixel. On pourra citer d'autres méthodes telles que *Toolkit for Multivariate Data Analysis* ([Becherini et al., 2012](#)), basée sur du *machine learning*, ImpACT ([Parsons and Hinton, 2014](#)) (similaire à la méthode "Model"), ou bien encore GAMMALEARN ([Vuillaume et al., 2019](#)), une méthode qui se base sur des réseaux de neurones et qui est actuellement utilisée dans la collaboration LST de CTAO.

### 2.3.3 Analyse 1D

Après le rejet des événements qui ne sont pas associés à des photons  $\gamma$ , il reste encore un certain niveau de bruit issue de la contamination des gerbes hadroniques. Celui-ci peut être directement évalué à partir des prises de données, en regardant le signal dans les pixels qui sont en dehors de la zone d'intérêt de la source observée. On appelle alors région ON celle contenant la source d'intérêt et région OFF la zone qui est utilisée pour estimer le fond résiduel hadronique. Cette méthode d'analyse s'appelle alors tout naturellement "analyse ON-OFF" ou analyse 1D. C'est cette dernière terminologie qui sera utilisée dans la suite.

## 2. Détection des rayons $\gamma$ de haute énergie

En astronomie Čerenkov, les observations se font principalement en mode décalé<sup>8</sup>, la source est alors légèrement décalée, généralement d'un angle de  $0.5^\circ$ , des coordonnées de pointé. Cela permet ainsi à la fois d'estimer dans le même champ de vue que celui de la source le fond hadronique, mais aussi d'avoir une acceptance radiale<sup>9</sup> équivalente entre les régions ON et OFF.

Pour estimer le signal après soustraction du fond hadronique, il convient de définir  $\alpha$  qui représente la normalisation entre la mesure faite dans la région ON et la région OFF, celle-ci dépendra à la fois du rapport des surfaces efficaces de ces régions mais aussi du temps d'observation dans ces régions. Si les régions ON et OFF ne sont pas à la même distance de la caméra, alors la différence des acceptances radiales de ces régions sera aussi prise en compte dans le calcul de  $\alpha$ . A titre d'exemple, pour un cas simple où le temps d'observation dans ces régions est le même, avec une surface efficace identique et la même distance à la caméra, on aura alors  $\alpha = 1$ .

Le nombre d'évènements  $\gamma$   $N_{\text{excès}}$  après soustraction du fond hadronique est alors défini comme suit :

$$N_{\text{excès}} = N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}} \quad (2.5)$$

où  $N_{\text{ON}}$  est le nombre d'évènements dans la région ON et  $N_{\text{OFF}}$  celui dans la région OFF, associé à des évènements hadroniques ayant passé les coupures faites précédemment (via la méthode de Hillas, "Model" ou autre).

Il y a plusieurs façon de définir les régions OFF pour estimer la contribution du fond hadronique comme présenté sur la figure 2.15.

On peut associer un niveau de confiance, autrement appelé significativité, à une détection à partir de  $N_{\text{excès}}$ . Pour les expériences Čerenkov le régime statistique n'est pas gaussien mais poissonien, il faut donc utiliser une approche décrite par [Li and Ma \(1983\)](#) (voir équation 17). La significativité est alors définie par la formule suivante :

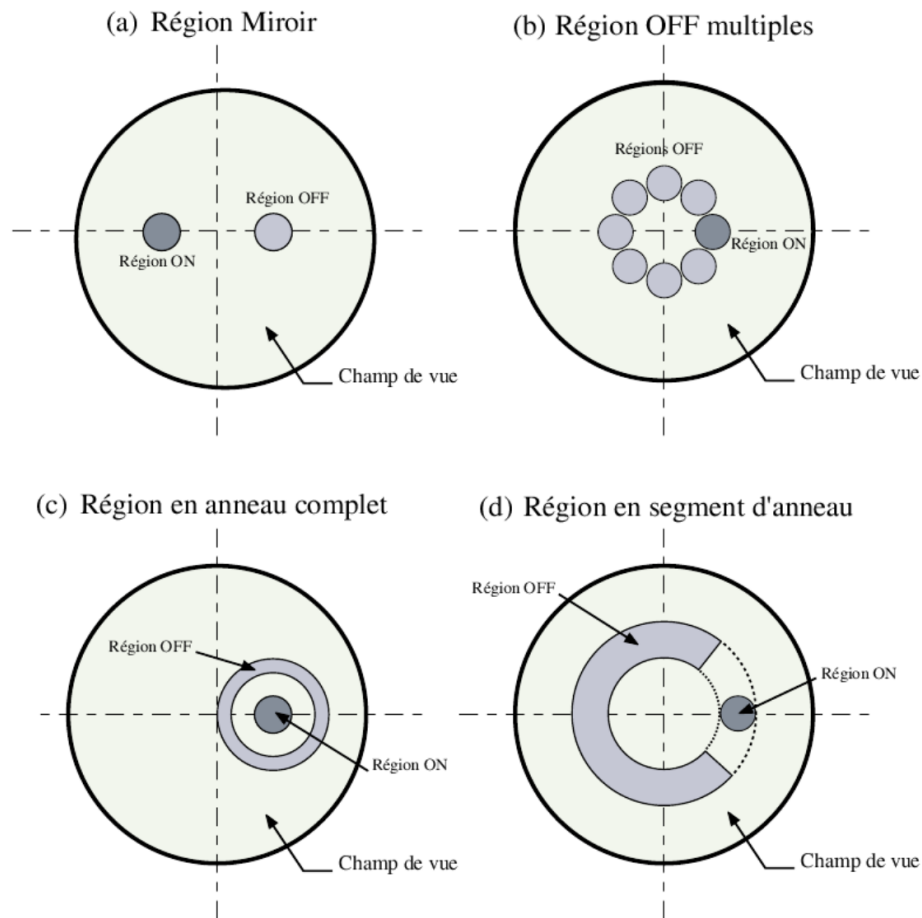
$$S = \sqrt{2} \left[ N_{\text{ON}} \ln \left( \frac{1 + \alpha}{\alpha} \frac{N_{\text{ON}}}{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}} \right) + N_{\text{OFF}} \ln \left( (1 + \alpha) \left( \frac{N_{\text{OFF}}}{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}} \right) \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

Cet estimateur est basé sur un rapport de maximum de vraisemblance définie par [Cash \(1979\)](#) et suit un  $\chi^2$  pour  $N_{\text{excès}}$  assez grand. De manière générale, on va considérer une détection valide seulement si la significativité dépasse les  $5 \sigma$ .

L'analyse 1D peut aussi être appelée "analyse 1D" car dans ce cas la liste d'évènements de type  $\gamma$ , jusqu'à là décrite par un triplet  $(X, Y, E)$  avec X et Y les coordonnées dans le ciel et E l'énergie reconstruite, devient un doublet  $(N_{\text{excès}}, E)$  qui occulte donc l'information spatiale pour ne garder qu'une unique dimension en énergie. Cette méthode d'analyse est particulièrement adaptée pour l'étude de sources ponctuelles comme le sont les blazars, car la morphologie de la source n'est pas résolue aux [VHE](#)

<sup>8</sup>wooble en anglais

<sup>9</sup>efficacité différentielle de la caméra, sa valeur varie par pixel et dépend de la distance au centre de la caméra, voir [2.3.4.2](#)



**Figure 2.15:** Différents choix des régions OFF pour estimer le fond hadronique. Crédit : Lemièrre and Djannati-Ataï (2006).

(Voir 2.4). Pour l'étude de sources galactiques telles que les SNR on va plutôt en astronomie Čerenkov utiliser une analyse dite "3D" qui va utiliser un maximum de vraisemblance basée entre autres sur la morphologie de la carte de coup obtenue à partir de la liste d'évènements  $\gamma$  mesurés.

### 2.3.4 Définition des réponses instrumentales (IRF<sup>10</sup>)

Le concept d'IRF sera beaucoup utilisé dans la suite du manuscrit notamment lorsque nous aborderons les simulations d'observations d'AGN avec CTAO dans la partie III. Nous allons donc ici présenter rapidement les différentes quantités utiles à la reconstruction des données Čerenkov présentes dans les IRF.

#### 2.3.4.1 Définition

Supposons une source émettant des rayons  $\gamma$ , le nombre de rayons  $\gamma$  arrivant sur Terre, de direction  $\mathbf{p}$ , d'énergie  $E$  et à l'instant  $t$  est noté  $N_\gamma(\mathbf{p}, E, t)$ . Notons de

<sup>10</sup>de l'anglais *instrumental response function*

## 2. Détection des rayons $\gamma$ de haute énergie

---

même le nombre de photons  $\gamma$  détectés par un télescope Čerenkov  $N_\gamma(\mathbf{p}', E', t')$ . Les primes représentent les grandeurs reconstruites. Ces deux quantités sont reliées par l'équation suivante :

$$N_\gamma(\mathbf{p}', E', t') = \int d\mathbf{p}dEdt R(\mathbf{p}', E', t'|\mathbf{p}, E, t) \times N_\gamma(\mathbf{p}, E, t) \quad (2.7)$$

où  $R$  représente la réponse instrumentale totale du télescope. Celle-ci prend en compte différents éléments et peut se définir comme suit :

$$R(\mathbf{p}', E', t'|\mathbf{p}, E, t) = A_{\text{eff}}(\mathbf{p}, E, t) \times E_{\text{disp}}(E'|\mathbf{p}, E, t) \times \text{PSF}(\mathbf{p}'|\mathbf{p}, E, t) \quad (2.8)$$

Les différents éléments de cette équation sont présentés des les parties suivantes.

### 2.3.4.2 Surface efficace $A_{\text{eff}}$

$A_{\text{eff}}$  représente la surface efficace de collection, aussi appelée acceptance, c'est à dire l'efficacité totale du détecteur, elle dépend donc de la méthode de reconstruction et des coupures qui sont faites pour rejeter les hadrons (voir 2.3.2) mais aussi de l'efficacité optique des **PM** de la caméra ainsi que celle des miroirs. De plus, l'intensité du bruit de fond du ciel induit par les étoiles, la Lune et la qualité de l'atmosphère va influencer sur la valeur de l'acceptance. Elle est calculée à partir de simulations **MC**. De fait, la surface efficace dépend de l'énergie ainsi que de la position de la source dans le champ de vue, l'efficacité n'étant pas uniforme sur tout le champ de vue de la caméra. Elle dépend aussi de la direction de pointé, en effet le seuil de détection en énergie augmente avec l'angle zénithal, ce qui induit une diminution de la surface efficace. Comme on peut le voir sur la figure 2.16, elle décroît avec l'angle au centre la caméra et croît avec l'énergie. Pour un angle zénithal donné, la surface efficace est donc maximale pour un angle de décalage de pointé minimal et une énergie de l'ordre de 10 TeV pour le site nord de **CTAO** dans sa configuration alpha (avec pour rappel 4 **LST** et 9 **MST**).

### 2.3.4.3 Dispersion en énergie $E_{\text{disp}}$

La dispersion en énergie  $E_{\text{disp}}$  prend en compte le fait que l'énergie reconstruite n'est pas l'énergie vraie du photon  $\gamma$  détecté. En effet, il y a un biais particulièrement élevé à basse énergie comme on peut le voir sur la figure 2.17, qui peut être de l'ordre de 50% à 100 GeV. Cette grandeur est elle aussi calculée à partir de simulations **MC** de gerbes.

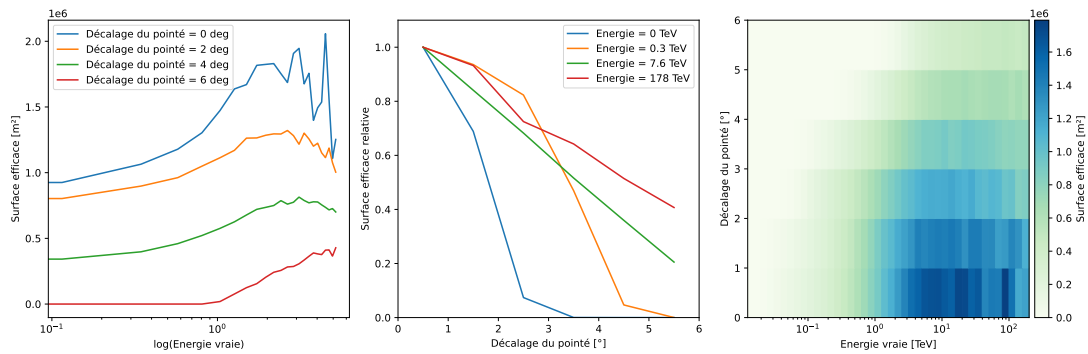
### 2.3.4.4 Fonction d'étalement du point (**PSF<sup>11</sup>**)

La **PSF** est représentée par  $\text{PSF}(\mathbf{p}'|\mathbf{p}, E, t)$ , elle indique que la réponse de l'instrument à une source ponctuelle présente une certaine dispersion radiale. La **PSF** est elle aussi déterminée grâce aux simulations **MC** et dépend naturellement de la position de la source dans le champ de vue ainsi que de l'énergie, comme l'indique la figure 2.18.

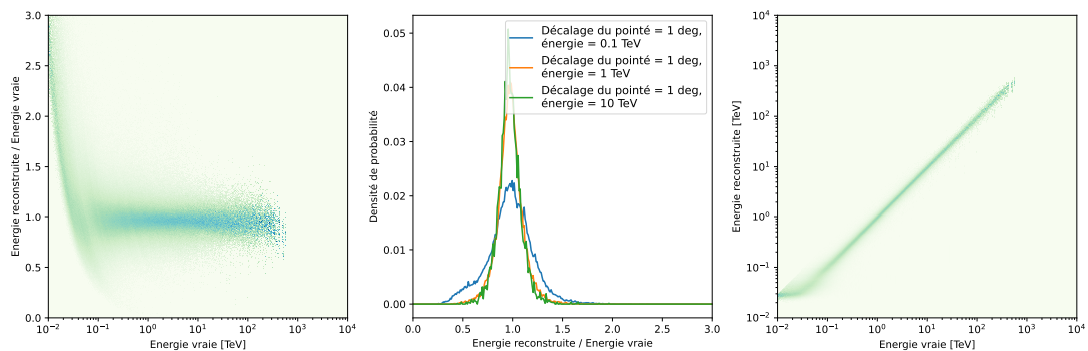
---

<sup>11</sup>de l'anglais *point spread function*





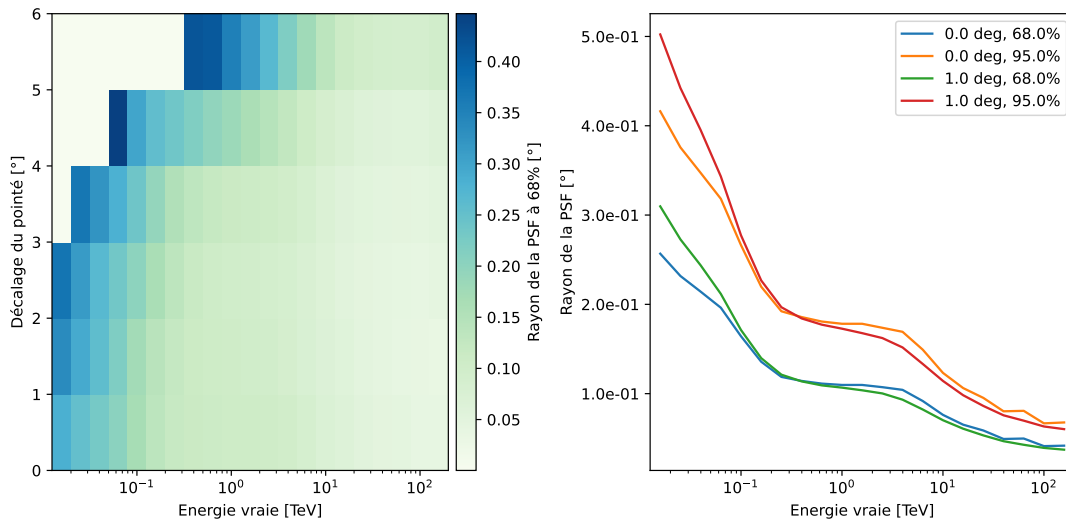
**Figure 2.16:** Représentation de la surface efficace des IRF de CTAO, pour le site nord dans sa configuration alpha (donc avec 4 LST et 9 MST) pour un angle zénithal de 40 degrés et 30 min d'exposition, en fonction de différents paramètres. Tout à gauche on peut voir l'évolution de la surface efficace en fonction de l'énergie vraie, pour 4 différentes valeurs de l'angle entre la zone d'intérêt et le centre de la caméra. Au milieu c'est la surface efficace relative qui est affichée en fonction de cette angle de décalage de pointé. On peut voir que la courbe orange associée à une énergie de 300 GeV est artificiellement au dessus des 3 autres entre 2 et 3 degrés de décalage de pointé, c'est un effet numérique causé par un manque de statistique, qui ne correspond donc à aucune réalité physique. Tout à droite, résumant les deux autres figures on trouve l'historique de la surface efficace en fonction de l'énergie et l'angle au centre de la caméra. La version des IRF de CTAO utilisée est la suivante : [Cherenkov Telescope Array Observatory and Consortium \(2021\)](#).



**Figure 2.17:** Représentation de la dispersion en énergie des IRF de CTAO, pour le site nord dans sa configuration alpha (avec donc 4 LST et 9 MST) pour un angle zénithal de 40 degrés et 30 min d'exposition, en fonction de différents paramètres. A gauche on peut voir l'évolution du rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie vraie en fonction de cette dernière. De manière similaire le panneau de droite montre l'évolution de l'énergie reconstruite en fonction de l'énergie vraie. La figure centrale quand à elle montre la fonction de densité de probabilité en fonction du rapport des énergies reconstruite et vrai pour trois énergies différentes, 100 GeV, 1 TeV et 10 TeV. La version des IRF de CTAO utilisé est la suivante : [Cherenkov Telescope Array Observatory and Consortium \(2021\)](#).



## 2. Détection des rayons $\gamma$ de haute énergie

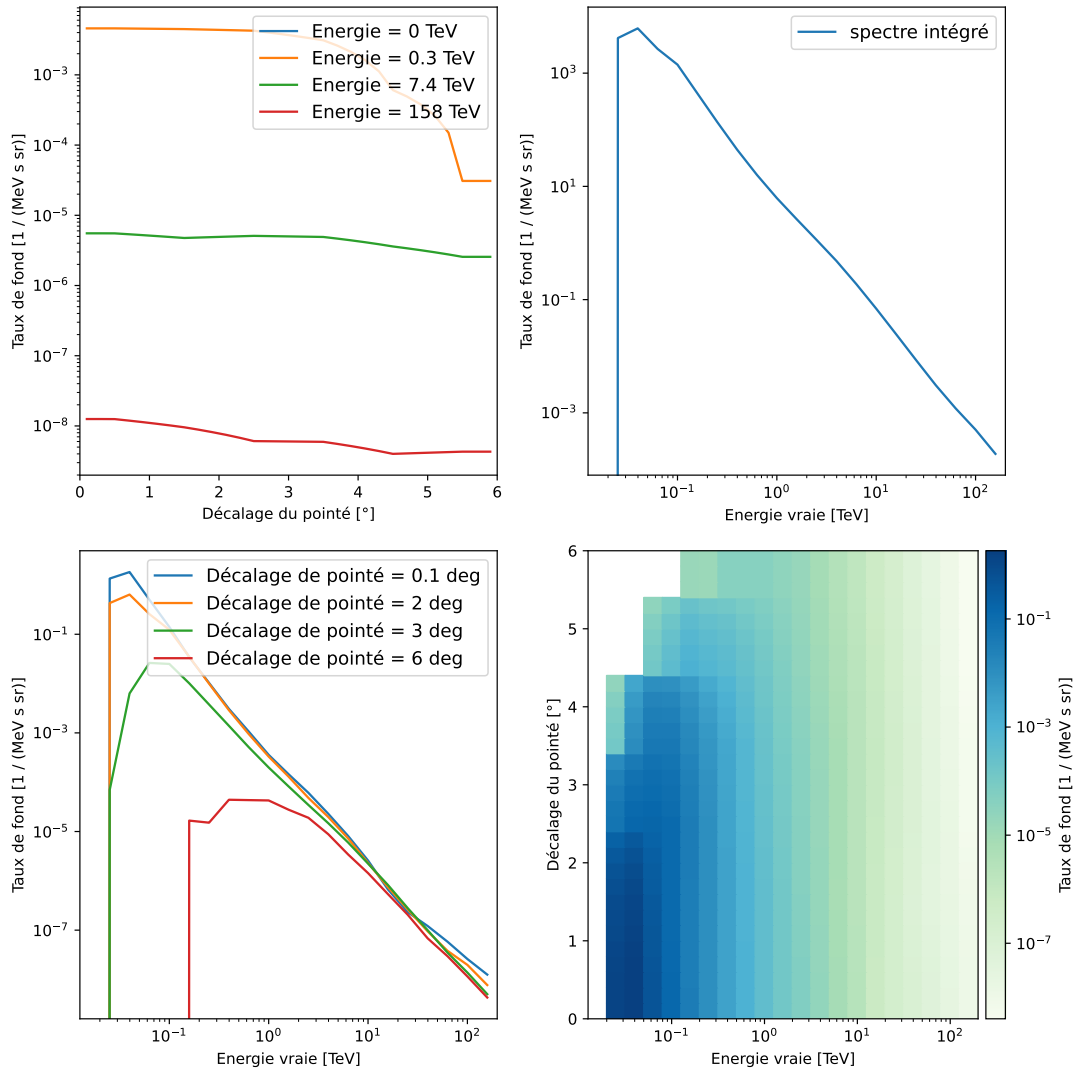


**Figure 2.18:** Représentation de la PSF des IRF de CTAO, pour le site nord dans sa configuration alpha (donc avec 4 LST et 9 MST) pour un angle zénithal de 40 degrés et 30 min d'exposition, en fonction de différents paramètres. A gauche on trouve l'historgramme de rayon de la zone d'étalement contenant 68% du signal en fonction à la fois de l'angle entre la zone d'intérêt et le centre de la caméra, ainsi que de l'énergie vraie. A droite on peut voir l'évolution du rayon de la zone d'étalement en fonction de l'énergie vraie, avec 68% et 95% pour deux angles au centre de la caméra, 0 et 1 degrés. La version des IRF de CTAO utilisée est la suivante : [Cherenkov Telescope Array Observatory and Consortium \(2021\)](#).

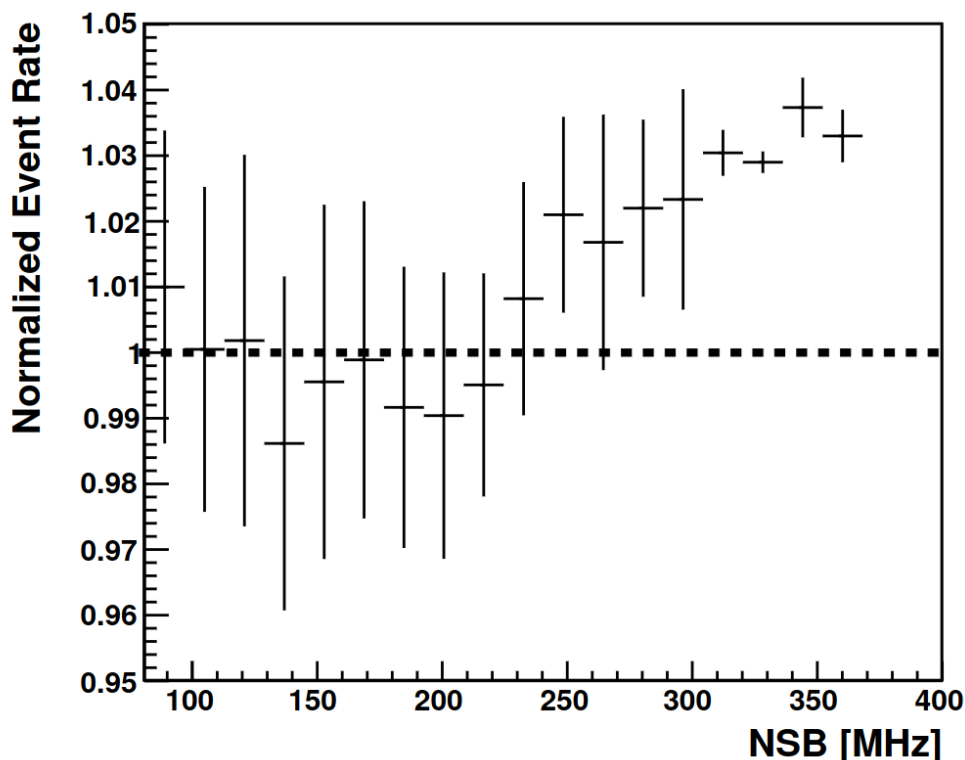
L'étalement est d'autant plus grand que l'énergie est faible et que l'angle de décalage de pointé entre la zone d'intérêt et le centre de la caméra est grand.

### 2.3.4.5 Fond résiduel hadronique

En plus des trois éléments précédemment présentés, le bruit fond du ciel peut être ajouté aux IRF, il sera notamment utile pour faire les simulations d'observations dont nous parlerons dans la partie III. De manière générale, le taux d'évènements détectés issu du bruit de fond du ciel varie entre 100 MHz, dans la partie les plus sombres du ciel, à 400 MHz pour les plus lumineuses dans le cas de H.E.S.S. (voir de [Naurois \(2012\)](#), p. 135). Ce taux de bruit de fond va directement augmenter le taux d'évènements  $\gamma$  détectés à tort comme le montre la figure 2.20 et dégrader la surface efficace des détecteurs. Comme l'indique la figure 2.19, le taux de fond associé au ciel dépend principalement de l'énergie et va décroître avec elle. La dépendance avec l'angle de pointé vient principalement du fait que le seuil en énergie de détection est plus haut quand on s'éloigne du centre de la caméra comme le montre le panneau gauche de la figure 2.16. On peut donc voir que le taux de fond est particulièrement dominant en-dessous de 100 GeV.



**Figure 2.19:** Représentation du taux de fond hadronique des IRF de CTAO, pour le site nord dans sa configuration alpha (donc avec 4 LST et 9 MST) pour un angle zénithal de 40 degrés et 30 min d'exposition, en fonction de différents paramètres. En haut à gauche on peut voir l'évolution du taux de fond hadronique en fonction de l'angle entre la zone d'intérêt et le centre de la caméra pour 4 énergies. En-dessous, on peut trouver la même chose en fonction cette fois de l'énergie pour 4 différents angles au centre de la caméra. En haut à droite le spectre du taux de fond hadronique est affiché en fonction de l'énergie. Le panneau en bas à droite résume les différentes informations sous la forme d'un histogramme du taux de fond en fonction à la fois de l'angle de décalage au centre de la caméra ainsi que de l'énergie vraie. La version des IRF de CTAO utilisée est la suivante : [Cherenkov Telescope Array Observatory and Consortium \(2021\)](#).



**Figure 2.20:** Évolution du taux d'évènement  $\gamma$  en fonction du niveau de fond du ciel. Crédit : de Naurois (2012).

#### 2.3.4.6 Le cas des IRF de CTAO

Les IRF de CTAO sont créées par simulations de gerbes MC et stockées au format FITS, sous un format commun à H.E.S.S., MAGIC et VERITAS depuis 2015, et pour aussi suivre ce qui peut être fait en rayons X ou bien avec *Fermi*-LAT. On pourra se référer à Nigro, Hassan, and Olivera-Nieto (2021) pour avoir le contexte de cette initiative.

Les IRF de CTAO contiennent donc à la fois les informations nécessaires à l'analyse des évènements  $\gamma$ , que sont sur la surface efficace (voir 2.16), la dispersion en énergie (voir 2.17) et la PSF (voir 2.18). Elles contiennent aussi les informations du fond résiduel hadronique comme présenté sur la figure 2.19 qui nous seront prises en compte pour la simulation des observations avec CTAO dans la partie III.

## 2.4 Spécificités propre à l'observation des blazars en astronomie Čerenkov

L'étude des AGN en astronomie Čerenkov présente quelques spécificités dont il faut être conscient avant de poursuivre ce manuscrit.

Nous avons vu que l'EBL absorbe les plus hautes énergies du spectre observable par les IACT (Cf. 1.3.4), ainsi la détection des blazars se fait principalement entre

#### *2.4. Spécificités propre à l'observation des blazars en astronomie Čerenkov*

---

10 GeV et quelques TeV en astronomie Čerenkov. De fait, il est particulièrement intéressant d'avoir un seuil en énergie le plus bas possible, or, les gerbes de plus basse énergie ont une profondeur de pénétration dans l'atmosphère plus faible, elle vont donc plus difficilement atteindre le sol. C'est pourquoi les télescopes destinés à la détection des gerbes de faible énergie sont les plus grands, pour avoir une surface collectrice la plus grande possible. Aussi, les gerbes inclinées vont avoir une plus grande profondeur d'atmosphère à traverser, ce qui va augmenter le seuil en énergie des gerbes détectables. Ainsi, on va considérer que pour une source avec un angle zénithal de plus de  $65^\circ$  le seuil en énergie sera trop haut, typiquement passant de quelques dizaines de GeV à quelques centaines de GeV, pour avoir une détection de l'objet.

## 2. Détection des rayons $\gamma$ de haute énergie

---

Cette première partie nous a permis d'introduire les **AGN**, et ainsi comprendre les processus d'accélération, au sein de leur jet, capable de produire des rayons cosmiques de très haute énergie. Nous avons alors porté une attention toute particulière à l'émission des rayons  $\gamma$  de très haute énergie.

Ensuite, le concept d'astronomie Čerenkov ainsi que les méthodes utilisées pour observer cette émission de rayons  $\gamma$  ont été introduits. Dans la dernière partie de ce manuscrit, **III**, nous nous concentrerons sur le futur **CTAO**, et nous tenterons de quantifier les perspectives qu'offrira cet observatoire pour l'étude des phénomènes transitoires propre à l'émission des **AGN**.

Avant ça, nous allons voir dans la section suivante, **II**, mon apport technique à l'astronomie gamma grâce à mon implication à la construction de **CTAO**.

## **Part II**

# **Implication dans le développement et la calibration de la NectarCAM**



#### *2.4. Spécificités propre à l'observation des blazars en astronomie Čerenkov*

---

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, l'observation des AGN en astronomie Čerenkov nécessite le développement d'instruments de pointe, équipés de caméra à l'électronique rapide capable de détecter des photons  $\gamma$  arrivant dans l'atmosphère à un taux le plus élevé possible, tout est permettant un rejet du fond hadronique le plus efficace. Nous allons nous concentrer sur mon travail effectué sur la NectarCAM, la caméra qui équipera les 9 MST du site nord de CTAO.





# Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

## Sommaire

3.1	La caméra NectarCAM	68
3.1.1	Description de la caméra	68
3.1.2	Calibration de la NectarCAM	71
3.1.2.1	Description générale de la calibration	71
3.1.2.2	Calibration du piédestal	73
3.1.2.3	Calibration du <i>flat-field</i>	74
3.1.2.4	Calibration du gain	74
3.1.2.5	Calibration du HiLo	76
3.1.3	Format de données de CTAO	77
3.1.4	Acquisition de données avec la caméra	77
3.2	Les librairies développées et utilisées pour la calibration de la NectarCAM	79
3.2.1	CTAPIPE: la librairie de reconstruction des données de CTAO	80
3.2.2	NECTARCHAIN, la librairie de calibration de la NectarCAM	80
3.2.3	Passage de données non calibrées R0 au données calibrées DLO	82
3.3	Extraction de la charge dans un pixel associée à un évènement	82
3.3.1	Description des différentes méthodes d'extraction de la charge	82
3.3.2	Application à la calibration du piédestal	84
3.3.3	Application à la calibration du <i>flat-field</i>	86
3.3.4	Application à la calibration du gain	89
3.4	Calibration du gain	91
3.4.1	Calibration de gain par ajustement du pic <i>single PE</i>	91
3.4.1.1	Description de la méthode	91

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

---

3.4.1.2	Implémentation et optimisation	93
3.4.1.3	Ajustement des données de type <i>flat-field-SPE</i> à 1400V	95
3.4.1.4	Ajustement des données de type <i>flat-field-SPE</i>	102
3.4.1.5	Conclusion sur la calibration du gain par la méthode d'ajustement du pic SPE	103
3.4.2	Calibration du gain par la méthode photo-statistique	110
3.4.3	Comparaison des deux méthodes de reconstruction du gain	112
3.5	Conclusion	116

---

Dans ce chapitre nous allons tout d'abord décrire la caméra NectarCAM ainsi que l'objet de mon implication dans ce projet, à savoir sa calibration, dans la partie 3.1. Dans un second temps, dans la partie 3.2 nous allons introduire les bibliothèques utilisées pour l'analyse des données de la NectarCAM, entre autres `NECTARCHAIN`, la bibliothèque développée pour la calibration de la NectarCAM. Ensuite, dans la partie 3.3, nous aborderons la question de l'extraction de la charge associée à un événement dans un pixel, ainsi que la caractérisation de la meilleure méthode à utiliser. Finalement dans la partie 3.4, nous aborderons mon implication spécifique à la calibration du gain, via deux méthodes distinctes. Pour finir la conclusion est faite dans la partie 3.5.

## 3.1 La caméra NectarCAM

### 3.1.1 Description de la caméra

La NectarCAM sera équipée sur les télescopes MST du site nord de CTAO, ses dimensions sont de 2.9 x 2.8 x 1.5 m (Bradascio et al., 2023). Elle est donc comparable à la caméra équipée sur les LST, et pèse environ 2 tonnes. Elle aura un champ de vue de 8 degrés. Le consortium NectarCAM est composé de différents instituts répartis à travers 3 pays, la France, l'Allemagne et l'Espagne, qui sont en charge de construire les différents éléments constitutifs de la caméra, comme entre autres la structure, le plan focal, les modules et l'électronique d'acquisition. Sur la figure 3.1, on peut voir la structure de la caméra avec, entre la vitre et le fond de la caméra, le support des modules. Sur la partie droite de la figure on voit l'ensemble des 1855 pixels qui composent la NectarCAM.

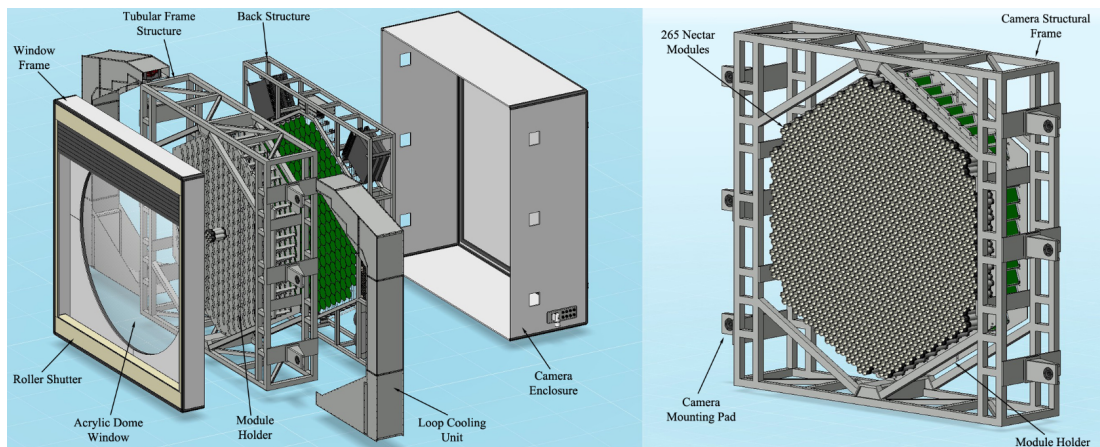
Les pixels sont répartis en 265 modules qui se composent d'un élément dans le plan focal (FPM<sup>1</sup>), fait par l'IRAP à Toulouse, et d'une carte électronique d'acquisition (FEB<sup>2</sup>), conçue au LPNHE à Paris. Chaque FPM est équipé de 7 photomultiplicateurs (PM), capables de détecter les photons induits par l'émission Čerenkov des rayons  $\gamma$  et cosmiques entrants dans l'atmosphère. Lorsqu'un photon arrive dans un PM, une cascade électronique est induite dans ce dernier et un signal électrique est alors généré à son anode. Ce signal est pré-amplifié sur deux voies (haut gain (HG<sup>3</sup>) et bas gain

---

<sup>1</sup>de l'anglais *focal plan module*

<sup>2</sup>de l'anglais *front end board*

<sup>3</sup>de l'anglais *high gain*



**Figure 3.1:** Vue éclatée de la structure de la NectarCAM. A gauche on voit les différents éléments, dont la vitre de protection à gauche, le support des modules, ainsi que les portes arrières de la caméra. A droite on voit la vue du support des modules ainsi que de l'ensemble des pixels. Crédit : [Glicenstein et al. \(2015\)](#).

(LG)<sup>4</sup> grâce à une puce électronique appelée PACTA<sup>5</sup> ([Sanuy et al., 2012a](#)). La voie HG permet de mesurer les événements avec peu de photons et la voie LG est quant à elle utilisée pour les événements plus lumineux. Au bout de chaque PM, on trouve un cône de Winston qui sert à réduire le champ de vue de chaque PM pour réduire la lumière parasite arrivant de côté, mais aussi à minimiser les trous entre les pixels. En sortie du FPM, on trouve une interface IB<sup>6</sup> qui transmet entre autres le signal des PM à la FEB. Celui-ci passe alors tout d'abord dans un composant, l'ACTA<sup>7</sup> ([Sanuy et al., 2012b](#)), où il est amplifié. Jusqu'ici le signal est analogique, il est alors digitalisé par la puce nectar. Le signal continu se retrouve alors converti en coup d'ADC<sup>8</sup> avec une gamme dynamique de 11 bits. Dans la suite, nous abrègerons la notation en parlant simplement de valeur en ADC. La chaîne décrite jusqu'ici existe pour chacun des PM, l'ensemble des 7 signaux à 2 voies sont ensuite transmis au FPGA<sup>9</sup> qui va alors créer une trame UDP<sup>10</sup> qui sera transmise à la sortie de la FEB par son port Ethernet vers le serveur caméra au niveau de la BP<sup>11</sup>. La figure 3.2 décrit l'ensemble des éléments que nous avons ici évoqués. Sur la figure 3.3 on voit la photo d'une FEB dans sa version 6, on peut y voir ses éléments décrits ci-dessus.

Le FPGA est le contrôleur général de la FEB, il permet aussi de communiquer des informations de contrôle et de surveillance à l'IB, comme l'ajustement de la tension des PM par exemple.

Il existe plusieurs niveaux de déclenchement de l'enregistrement des données. En

<sup>4</sup>de l'anglais *low gain*

<sup>5</sup>de l'anglais *pre-amplifier for Čerenkov telescope array*

<sup>6</sup>de l'anglais *interface board*

<sup>7</sup>de l'anglais *amplifier for Čerenkov telescope array*

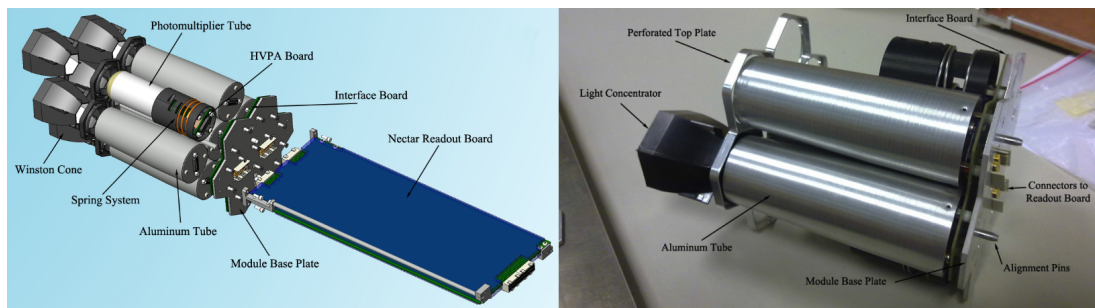
<sup>8</sup>de l'anglais *analog to digital conversion*

<sup>9</sup>de l'anglais *field programmable gate array*

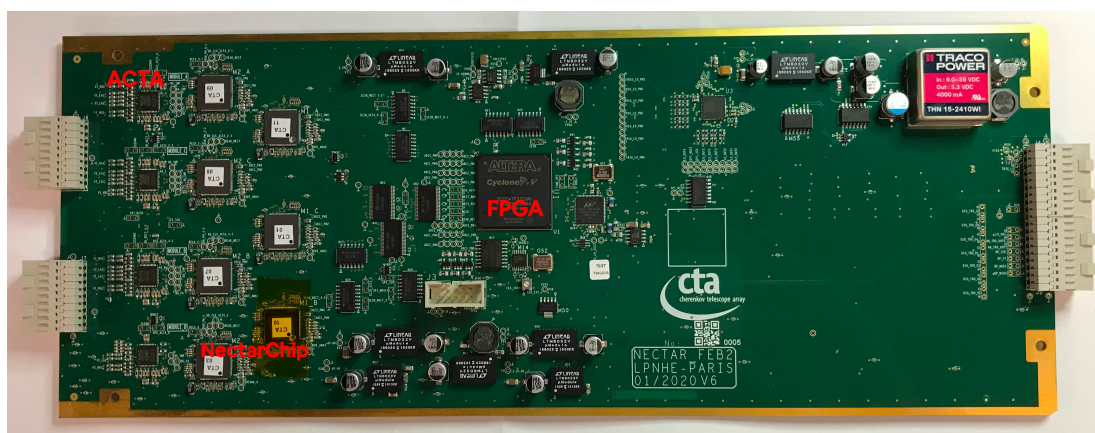
<sup>10</sup>de l'anglais *user datagram protocol*

<sup>11</sup>de l'anglais *backplane*

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO



**Figure 3.2:** Vue éclatée du *FPM* et de la *FEB* d'un module de la NectarCAM. On y voit les différents éléments constitutifs du module. Sur la droite on trouve un photo du *FPM*. Crédit : Glicenstein et al. (2015).



**Figure 3.3:** Photo de la *FEB* dans sa version 6. On peut voir les 4 *ACTA* (3 sont présents de l'autre coté) ainsi que les 7 puces nectar. On trouve au centre le *FPGA*. La carte est connectée à gauche au *FPM* et à droite au reste de la caméra. Crédit : J-L. Meunier.

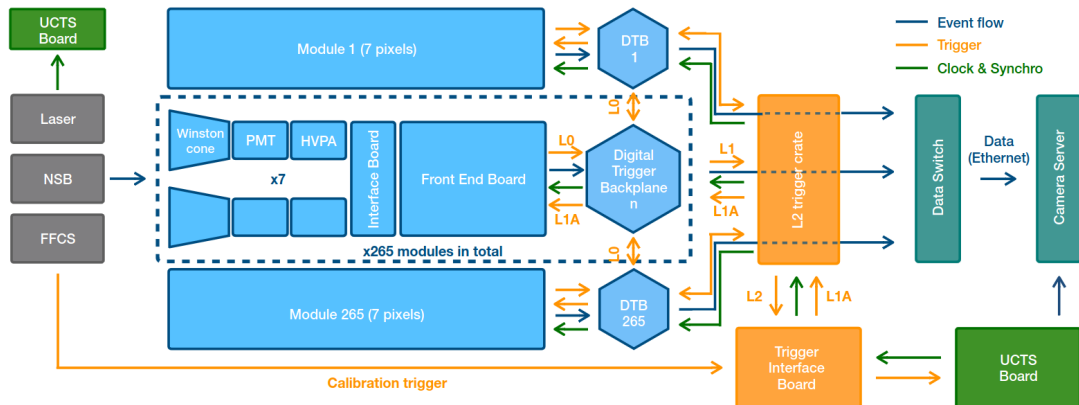
effet bien que la mesure des signaux des *PM* par la *FEB* se fasse en continu, le déclenchement de l'enregistrement des données doit se faire sur des signaux "utiles", qui seront donc de manière générale intéressants pour la mesure des gerbes Čerenkov ou bien la calibration. Pour ce faire deux déclenchements sont en niveaux. Un premier, de niveau 0 ( $L_0^{12}$ ), est faite par un composant dans la *FEB*. Il compare les signaux issus des 7 *PM* et envoie un signal de déclenchement vers la *BP* si un des *PM* ou la somme des 7 dépasse des seuils fixés. Un deuxième niveau de déclenchement, de niveau 1 ( $L_1^{13}$ ), est fait au niveau des *BP*, en comparant les déclenchements  $L_0$  des 6 modules adjacents avec l'algorithme de Schwanke et al. (2015). Lorsque un déclenchement  $L_1$  est activé, il est alors transmis à une interface qui reçoit les éventuels signaux  $L_1$  de l'ensemble des modules et les combine pour déclencher une signal de niveau 2 ( $L_2^{14}$ ). Ce dernier est alors transmis à une interface, la *TIB*<sup>15</sup> (Kapustinsky et al., 1985), qui se charge alors d'envoyer un signal de déclenchement à l'ensemble

<sup>12</sup>de l'anglais *level 0*

<sup>13</sup>de l'anglais *level 1*

<sup>14</sup>de l'anglais *level 2*

<sup>15</sup>de l'anglais *trigger interface board*



**Figure 3.4:** Schéma descriptif de la chaîne d'acquisition de la NectarCAM. En gris sont présentés les différents éléments utiles à la calibration (voir section 3.1.2). On trouve en bleu les 265 modules composés de la BP, la FEB ainsi que du FPM. L'interface de déclenchement L2 ainsi que la TIB sont indiquées en orange. En bleu-vert à droite on trouve la sortie des données vers le serveur de la caméra. En vert on représente l'horloge. Il y a de plus trois flux d'informations, celles relatives aux données en bleu, au déclenchement en orange et au temps en vert. Crédit : Bradascio et al. (2023).

des FEB pour activer l'enregistrement de l'ensemble des données de la caméra, associées à l'évènement détecté. L'enregistrement d'un évènement correspond donc à 1855 signaux à deux voies, formés chacun de 60 échantillons, mesurés à 1 GHz. La durée totale d'un évènement correspond donc à 60 ns. Un évènement déclenché par un signal lumineux donnera alors un pulse dans cette fenêtre de 60 ns, comme on peut le voir sur la figure 3.11 Le déclenchement de l'enregistrement des données des FEB peut aussi se faire via le contrôleur de la caméra qui envoie un signal au FPGA. C'est ce qui est fait pour certaines des acquisitions de données de calibration, comme nous le verrons dans la partie suivante. La figure 3.4 résume l'ensemble des éléments évoqués ici, ainsi que leurs interfaces et communications.

Pour une description plus détaillée du système de déclenchement on pourra se référer à Bradascio et al. (2023). De même pour une description exhaustive de la NectarCAM on pourra lire la thèse de Tsiachina (2020). On pourra aussi lire (Bradascio et al., 2024) pour une description détaillée de la FEB ainsi que de ses performances.

Dans la suite, on parlera parfois de charge dans un pixel, associée à un évènement mesuré sur 60 ns. Cette charge est extraite à partir du signal de 60 ns, via différentes méthodes d'extraction que nous comparerons dans 3.4.3. On peut par exemple calculer la somme du signal sur les 60 ns, ou bien n'en intégrer qu'une partie.

## 3.1.2 Calibration de la NectarCAM

### 3.1.2.1 Description générale de la calibration

En tant que telle, la caméra NectarCAM est capable d'enregistrer des signaux mesurés par les PM, digitalisés dont les valeurs sont données en ADC. Cette valeur ne donne



### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

pas directement d'information sur la lumière réellement détectée. Ainsi, afin de remonter aux caractéristiques physiques des événements déclenchés, il nous faut alors convertir cette valeur en ADC en un nombre de photo-électron (PE). Pour arriver à cela il faut suivre plusieurs étapes détaillées comme suit.

- Tout d'abord il faut mesurer l'intensité du fond, c'est à dire le niveau en ADC du signal en l'absence de photon incident, ce niveau est appelé piédestal, noté dans la suite Ped et s'exprime en ADC.
- Aussi, il est nécessaire de déterminer un facteur de conversion entre le signal en ADC et le nombre de PE mesuré. Ce facteur, appelé gain, est propre à chacune des voies, HG et LG, respectivement noté  $G_{HG}$  et  $G_{LG}$ . Il s'exprime en ADC par PE.
- Contrairement au gain pour le canal HG, la mesure directe de la valeur  $G_{LG}$  est difficile, c'est pourquoi on va plutôt chercher à mesurer un coefficient de passage du signal LG au signal HG. Ce dernier s'appelle HiLo<sup>16</sup> et est sans unité.
- La transmission de l'ensemble du système d'acquisition, déterminé par l'efficacité quantique des PM, la transmission des cônes de Winston ainsi que de l'ensemble du système électronique, induit une réponse non homogène à la fois en temps, et en intensité, à un signal qui éclairerait uniformément la caméra. La prise en compte de cet effet peut aussi se calibrer, via un coefficient, dit de *Flat-field*, noté FF, qui s'exprime sans unité.

Finalement, on peut donc convertir le signal mesuré en ADC,  $N_{ADC}$ , en nombre de PE, noté  $N_{PE}$ , grâce à la formule qui suit :

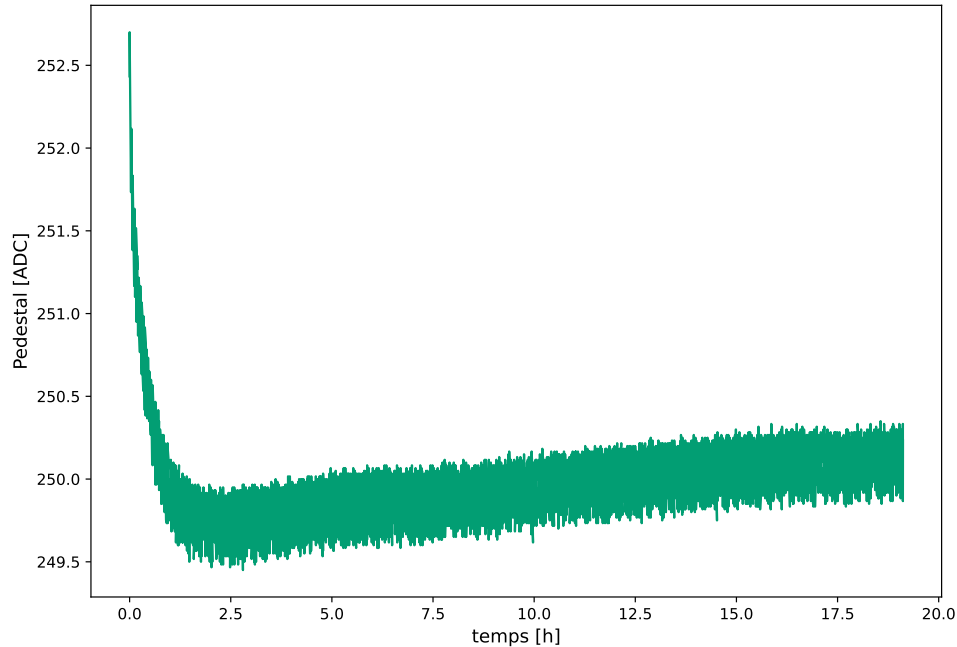
$$\begin{aligned} N_{PE,HG} &= \frac{N_{ADC,HG} - Ped_{HG}}{G_{HG}} \times FF \\ N_{PE,LG} &= \frac{N_{ADC,LG} - Ped_{LG}}{G_{HG}} \times HiLo \times FF \end{aligned} \quad (3.1)$$

Ici les indices LG et HG indiquent la voie dans laquelle les grandeurs sont exprimées. L'ensemble de ces facteurs peuvent être calculés par pixel ou bien pour l'ensemble de la caméra. Dans le cas où on appliquerait des coefficients de calibration unique pour l'ensemble de la caméra, alors la calibration peut être plus simple mais l'estimation du signal pour chaque pixel serait moins précise. C'est pourquoi on va généralement calculer ces coefficients pour chaque pixel individuellement.

Pour une description complète des différentes méthodes de calibration en astronomie Čerenkov, on pourra se référer à Holder et al. (2006) et Hanna et al. (2010) pour la calibration utilisé au sein de VERITAS, ou bien Schweizer et al. (2002), Shayduk et al. (2003), Gaug et al. (2003) et Gaug et al. (2005) pour la calibration de MAGIC, ou encore Aharonian et al. (2004) et de Naurois (2012) pour la calibration de H.E.S.S..

Les différentes sous-sections qui suivent s'attarderont à la calibration du piédestal (3.1.2.2), du *flat-field* (3.1.2.3), du gain (3.1.2.4) et du HiLo (3.1.2.5).

<sup>16</sup>de l'anglais *high-low ratio*



**Figure 3.5:** Évolution du piédestal médian au cours du temps avec évolution de la température. Pour chaque évènement, la médiane du piédestal est calculée à partir de celui de l'ensemble des pixels. Le piédestal est estimé avec la méthode d'extraction de charge *ST* (voir 3.3). Les données sont ici issues de l'observation 5436, où le piédestal est mesuré à 5 Hz. Le début de l'acquisition se fait caméra froide, la chambre noire est tempérée à 10 degrés. 3h plus tard la climatisation de la chambre noire est éteinte.

### 3.1.2.2 Calibration du piédestal

Il existe deux contributions distinctes au piédestal, la première, est appelée piédestal électronique. Comme son nom l'indique, cette contribution provient d'une consigne d'un niveau électronique de base, auquel s'ajoute un bruit électronique. Ce niveau peut donc être mesuré, caméra fermée, sans lumière incidente dans les *PM*. Pour la NectarCAM il est d'environ 250 *ADC*. Cependant, il varie en fonction de la température de la caméra comme on peut le voir sur la figure 3.5.

La deuxième contribution au piédestal est la contribution du fond du ciel. En effet, lorsqu'un évènement est déclenché par la caméra, l'ensemble des signaux des pixels sont enregistrés. En revanche, pour les pixels qui n'ont pas déclenché de signal *L0*, il peuvent néanmoins présenter un pulse, ou simplement une ligne de base plus importante que le piédestal électronique, venant de l'illumination continu des pixels par le fond de ciel. Ce signal parasite peut être issu de photons venant de la pollution lumineuse ou bien du taux de bruit de fond *NSB*<sup>17</sup>.

En considérant les différents éléments décrits ci-dessus, il est donc important

<sup>17</sup>de l'anglais *night sky background*



### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

---

d'avoir une estimation du piédestal électronique ainsi que de son comportement dans le temps. Ces études sont aujourd'hui possible en chambre noire au CEA/Irfu à Saclay. En revanche, il reste nécessaire de calibrer le piédestal au cours du temps, pour chaque observation faite sur site, car la contribution du ciel dépendra des conditions d'observations et de la région du ciel observée sur le moment.

#### 3.1.2.3 Calibration du *flat-field*

Pour calibrer les coefficients de *flat-field*, nous utilisons un dispositif permettant l'illumination uniforme de l'ensemble de la caméra (FFCS<sup>18</sup>). Cette source est positionnée quelques mètres devant la caméra et délivre des pulses courts de lumière bleue, dont on peut régler l'intensité pour permettre d'illuminer chaque pixel avec un nombre de photons déterminé. De manière générale on illumine la caméra pour que chaque pixel ait en moyenne plus de 20 PE par pulse. L'acquisition des données se fait alors grâce à un déclenchement forcé de l'enregistrement des événements, de manière synchrone avec l'émission du pulse par la FFCS, comme on peut le voir sur le schéma 3.4. En regardant les temps d'arrivées, ainsi que l'intensité reçue dans chaque pixel, on peut alors déterminer les coefficients FF qui refléteront les inhomogénéités de la réponse de la caméra.

La calibration du *flat-field* peut se faire sur site, la nuit, caméra ouverte avec la FFCS située devant la caméra. En effet la source est réglée pour illuminer fortement la caméra, on se trouve dans un régime où c'est le signal issu de la FFCS qui est dominant par rapport aux sources de bruits extérieurs.

#### 3.1.2.4 Calibration du gain

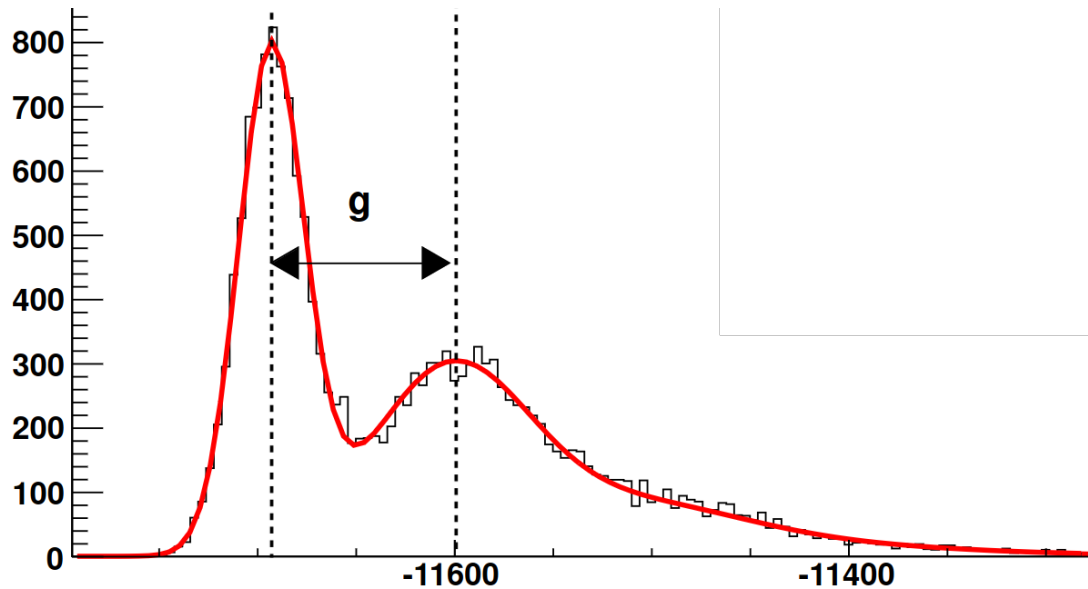
La calibration du gain se fait aussi en éclairant la caméra avec une source calibrée. Deux méthodes de calibration existent, que nous allons introduire dans ce qui suit. La faible valeur du gain dans le canal LG rend sa détermination très compliquée, en effet il est impossible de reconstruire un histogramme tel que celui présenté sur la figure 3.6, les composantes issues du piédestal et celles issues des PE se trouvent indiscernables. Ainsi, nous ne pouvons dans les faits que calibrer le gain dans le canal HG. Dans la suite nous parlerons simplement de calibration du gain, pour faire référence à la calibration de celui-ci dans le canal HG.

#### Calibration du gain par ajustement du pic *single photoelectron* (SPE) :

Cette fois, la calibration se fait à basse illumination, on l'éclaire de sorte à ce que chaque pixel reçoive en moyenne un seul PE. Comme pour la calibration du *flat-field*, l'acquisition se fait par déclenchement forcé. Au bout d'un certain nombre d'évènements mesurés on peut alors reconstruire la distribution de la charge mesurée dans chaque pixel, comme on peut le voir sur la figure 3.6. La composante à gauche correspond à la mesure du piédestal alors que celle à droite correspond aux signaux associés à une combinaison de un ou plusieurs PE. Il est alors possible de mesurer la

---

<sup>18</sup>de l'anglais *flat-field calibration source*



**Figure 3.6:** Distributions de la charge mesurée dans un pixel lors de la calibration *SPE* pour *H.E.S.S.* Un ajustement est fait en rouge sur l'histogramme et la valeur du gain se mesure avec *g*. La ligne pointillée à gauche représente le piedestal, et la ligne à droite la composante associée à 1 *PE*. Crédit : de Naurois (2012).

valeur en *ADC* associée à un unique *PE*, noté *g* sur la figure. On voit tout de suite une difficulté majeure à l'utilisation de cette méthode de calibration du gain sur site, en effet pour ne pas subir la pollution lumineuse, il est nécessaire de pouvoir placer la caméra dans un endroit dans une complète obscurité, ou bien de pouvoir le faire caméra fermée.

Cette méthode de calibration est utilisée par *H.E.S.S.*, où un dispositif similaire à la *FFCS* de NectarCAM est placé 2 m devant la caméra, dont la vitre est ouverte. Le télescope est alors en position de parking et la caméra est donc à l'abri de la lumière dans une pièce fermée. Ces observations de calibrations sont généralement faites en début ou fin de nuit, quand la lune est trop lumineuse pour effectuer des observations de sources dans le ciel.

En ce qui concerne la NectarCAM, placée dans la chambre noire au *CEA/Irfu* à Saclay, il est possible d'utiliser la *FFCS*, réglée de sorte à illuminer la caméra avec en moyenne un *PE* par pixel, pour faire des mesures du gain avec la méthode d'ajustement du *SPE*. De plus, pour NectarCAM, un dispositif à été spécialement conçu par le laboratoire *IJCLab* à Orsay, il s'agit d'une surface émettrice, appelée *white target (WT)*, placée à quelques centimètres des *PM*. La *WT* a été conçue de sorte à illuminer de façon uniforme une quarantaine de pixels. Elle est montée sur un moteur se déplaçant dans le plan de la caméra. Il est alors possible de balayer l'ensemble de la caméra en environ 30 min. Le dispositif est décrit en détail dans *Biasuzzi et al. (2020)* et l'application à la calibration de la NectarCAM est décrite dans *Patel et al. (2023)*. L'intérêt majeur de ce dispositif est de pouvoir à la fois faire la calibration *flat-field* et la calibration de gain (en variant l'intensité de la *WT*) tout en gardant la caméra fermée.

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

---

Dans la section 3.4.1, nous présenterons des calibrations du gain de la NectarCAM faites avec des données prise en chambre noire avec le dispositif FFCS. Des données prises avec la WT sont l'objet d'études encore en cours, et pour ne pas alourdir ce chapitre nous ne les présenterons pas ici.

#### Calibration du gain par la méthode dite photo-statistique (PS) :

Une autre méthode de calibration du gain existe, celle-ci est utilisée par VERITAS et MAGIC. Elle est plus simple car elle ne nécessite pas de prise de données spécifiques à la calibration du gain, elle se sert simplement des données prises à haute luminosité pour la calibration des *flat-field* ainsi que de mesures des piédestaux. Nous pouvons alors définir le gain comme (Fegan, 2014) :

$$G = \frac{\sigma_X^2 - \sigma_{\text{Ped}}^2 - B_f^2 \langle X \rangle^2}{\langle X \rangle (1 + \beta^2)} \quad (3.2)$$

où,  $X$  représente la charge calculée dans un pixel,  $\sigma$  l'écart type. Le terme  $B_f^2 \langle X \rangle^2$  correspond à la variabilité de la source éclairant la caméra (avec  $f$  pour *flasher*), qui est estimée à partir de la variabilité de la charge reçue par évènement, moyennée sur l'ensemble des pixels, au cours du temps. Le coefficient  $\beta$  représente la résolution du pic SPE, que nous présenterons en détail dans 3.4.1.1. La nuance importante ici est que les crochets représentent la moyenne sur l'ensemble des évènements mesurés durant l'acquisition, et non pas sur l'ensemble des pixels. Cette méthode se base donc uniquement sur des arguments de variabilité statistique de la charge et du piédestal au cours du temps. Il est tout de même nécessaire d'avoir mesuré au moins une fois la résolution du SPE avec un ajustement SPE fait sur une acquisition faite à basse luminosité.

L'avantage de cette méthode est à la fois sa simplicité et par voie de conséquence sa rapidité. Il est typiquement possible avec cette méthode de calculer des gains pendant les nuits, entre deux observations, en se basant uniquement sur des données *flat-field* et de piédestal.

Cependant, cette méthode permet généralement une estimation du gain moins précise que la méthode d'ajustement du SPE. De plus, pour utiliser la méthode photo-statistique, il est de toute façon nécessaire de déterminer la résolution du SPE, qui varie dans le temps avec le vieillissement des PM.

Dans la partie 3.4.2, nous aborderons l'application de cette méthode pour des observations de calibration faite avec la NectarCAM.

#### 3.1.2.5 Calibration du HiLo

La mesure du coefficient de calibration pour la voie LG ne peut être faite directement comme pour le reste des paramètres de calibration. En effet, le facteur d'amplification est environ 15 fois plus faible entre la voie LG et HG. Cependant, il est possible de se placer dans un régime où les deux voies ont une réponse linéaire se recouvrant, ce qui correspond à environ 30 à 200 PE, comme on peut le voir sur la figure 12 de

Bradascio et al. (2024). Dans ce régime, on peut donc mesurer le rapport des signaux dans chacune des voies, pour l'appliquer dans l'équation 3.1.

### 3.1.3 Format de données de CTAO

Avant de poursuivre, il est important de définir le format de données utilisé par CTAO, en partant des données brutes non calibrées pour aller jusqu'au données de haut niveau que sont les cartes de ciel, les spectres reconstruits ou bien encore les LC. La définition du format de données est nécessaire pour la compréhension du rôle de NECTARCHAIN dans la calibration des données de la NectarCAM. Il existe donc principalement 7 niveaux de format de données qui sont présentés sur la figure 3.7. La NectarCAM produit donc des données brut R0, qu'il faut calibrer pour les transformer en donnée DL0. C'est un des rôles principaux de NECTARCHAIN comme nous le verrons dans la partie 3.2.2.

### 3.1.4 Acquisition de données avec la caméra

Durant ma thèse, la caméra était en phase de test à l'Irfu à Saclay, dans une chambre noire. Toutes les données de calibration qui seront évoquées dans la suite de ce chapitre seront issue d'acquisition faites dans ce contexte. On peut voir sur la figure 3.8 la disposition de la NectarCAM dans la chambre noire au CEA/Irfu à Saclay. Nous évoquerons alors plusieurs types d'acquisition de données de calibration qui se définissent comme suit :

- piédestal : mesure du piédestal électronique, on mesure alors des évènements par enregistrement forcé à un taux fixé.
- *flat-field*: la NectarCAM est éclairée avec la FFCS réglée en haute intensité.
- *flat-field-SPE*: ici on calibre le gain, la NectarCAM est éclairée avec la FFCS réglée en basse intensité.
- *flat-field-SPE* à 1400V: pour calibrer le gain, la NectarCAM est éclairée avec la FFCS réglée en basse intensité mais cette fois la tension des PM n'est pas à sa valeur nominale de 1000 V mais à 1400 V environ. Nous expliquerons ce choix de tension dans la section 3.4.1.1.

Dans la suite nous utiliserons les observations de calibration répertoriées dans le tableau 3.1.

---

<sup>25</sup>de l'anglais *Raw 0*

<sup>25</sup>de l'anglais *data level 0*

<sup>25</sup>de l'anglais *data level 3*

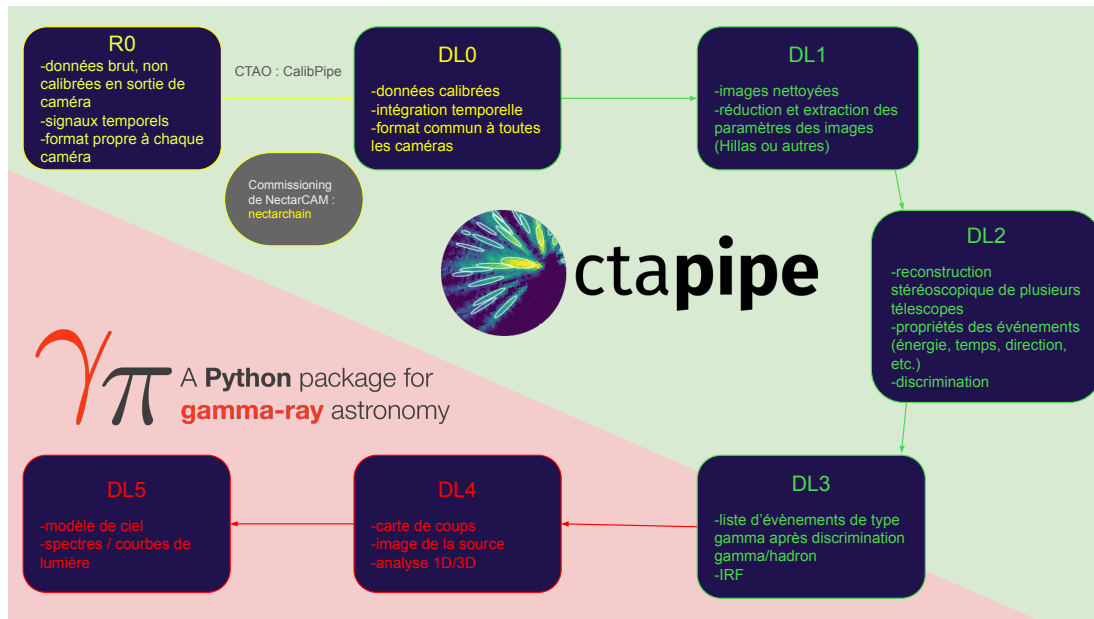
<sup>25</sup>de l'anglais *data level 1*

<sup>25</sup>de l'anglais *data level 3*

<sup>25</sup>de l'anglais *data level 4*

<sup>25</sup>de l'anglais *data level 5*

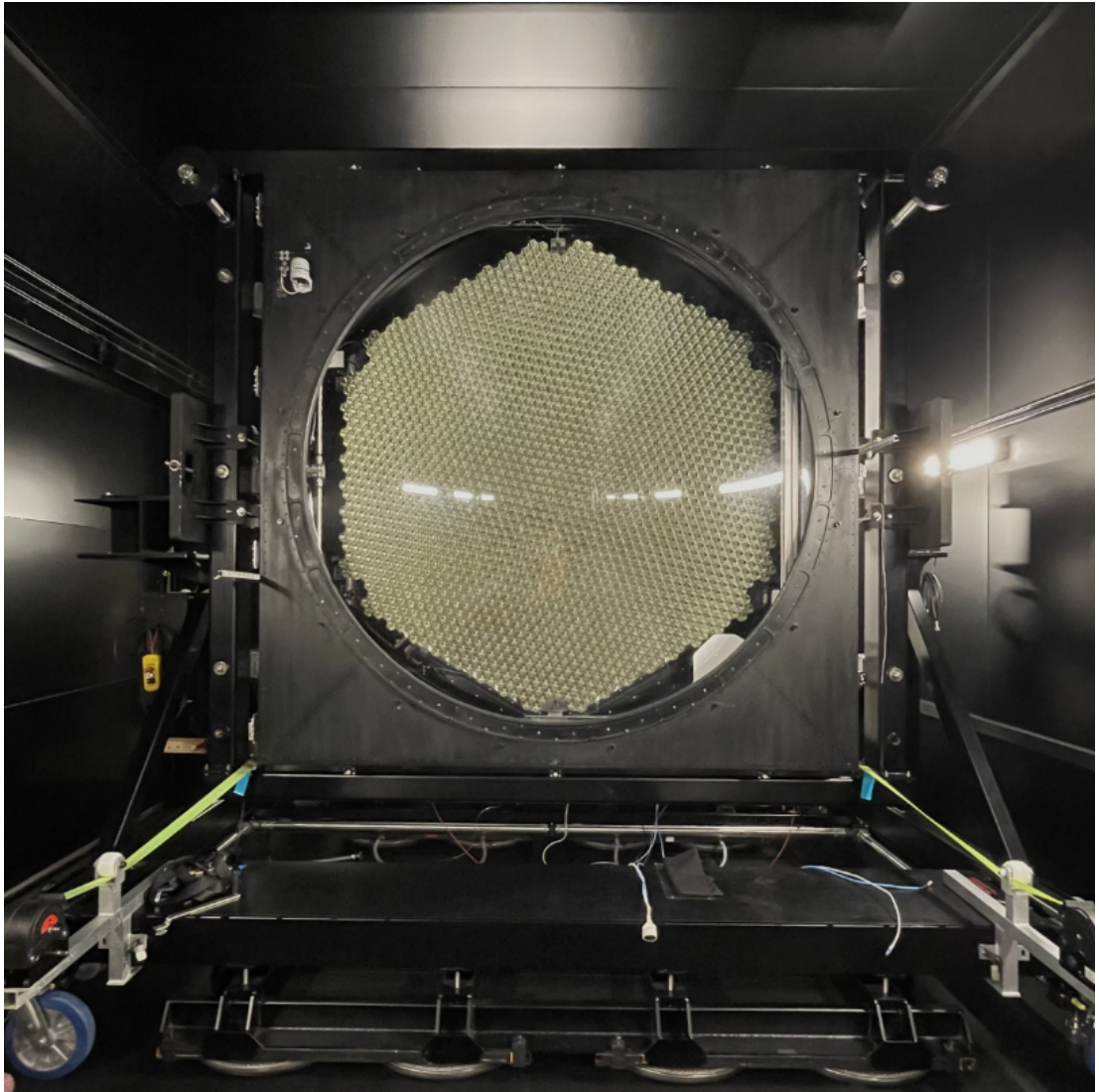
### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO



**Figure 3.7:** Schéma descriptif du modèle de données de CTAO. La figure se lit d'en haut à gauche jusqu'en bas à gauche en suivant les flèches. Les données  $R0^{19}$  sont des données brutes en sortie de caméra. Elles sont ensuite calibrées pour être au format  $DL0^{20}$ . Ce passage sera fait par CTAO avec CALIBPIPE. Cependant, durant la phase de commissioning de la NectarCAM, nous utilisons une implémentation dans NECTARCHAIN, propre au consortium NectarCAM. Ensuite, les données calibrées  $DL0$  sont réduites avec CTAPIPE (voir 3.2.1), pour aller au format  $DL3^{21}$ , en passant par les formats intermédiaires  $DL1^{22}$  et  $DL2^{23}$ . Cette phase de réduction comprend l'extraction des paramètres des images (voir 2.3), la reconstruction stéréoscopique avec plusieurs télescopes ainsi que la discrimination entre photon  $\gamma$  et rayon cosmique présentée dans 2.3.2. Le format  $DL3$  est le format de données à partir duquel GAMMAPY (voir 4.2) permet de faire l'analyse de haut niveau, comme nous le verrons dans la partie 1 de ce manuscrit. Les formats  $DL4^{24}$  et  $DL5^{25}$  sont donc des formats d'analyse de haut niveau contenant des cartes de coups, associées aux observations d'une source, ainsi que des spectres et des courbes de lumière.

Numéro d'observation	3938	3937	3936	3942
Type d'acquisition	Piédestal	flat-field	flat-field-SPE	flat-field-SPE à 1400V
Nombre d'évènements	14798	17575	9958	23374

**Table 3.1:** Tableau récapitulatif des acquisitions de calibration utilisées dans ce manuscrit



**Figure 3.8:** Caméra NectarCAM vue depuis sa face avant, dans la chambre noire au CEA/Irfu à Saclay. Crédit : [Bradascio et al. \(2023\)](#).

## 3.2 Les librairies développées et utilisées pour la calibration de la NectarCAM

Dans cette partie, nous allons introduire plus en détail la bibliothèque de calibration [NECTARCHAIN](#). Celle-ci se base sur [CTAPIPE \(Kosack et al., 2024\)](#), et est donc utilisée pour calculer les coefficients de calibration présentés dans [3.1.2](#), à partir des observations prises actuellement dans la chambre noire au [CEA/Irfu](#) à Saclay. Ces coefficients sont alors utilisés par [CTAPIPE\\_IO\\_NECTARCAM](#), un plugin [CTAPIPE](#) pour la lecture des données NectarCAM, développé en parallèle de [NECTARCHAIN](#), basé sur [CTAPIPE](#), qui permet alors d'appliquer ces coefficients lors de prises de données, et donc de potentiellement faire la conversion des données [R0](#) en données [DLO](#) à la volée.



### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

---

Ces différents modules sont tous écrits en PYTHON (Van Rossum and Drake, 2009), et profitent des bibliothèques usuelles telles que NUMPY (Harris et al., 2020), NUMBA (Lam, Pitrou, and Seibert, 2015), SCIPY (Virtanen et al., 2020) ou encore ASTROPY (Astropy Collaboration et al., 2022). CTAPIPE, ainsi que NECTARCHAIN, profitent un maximum des routines rapides de NUMPY écrites en C/C++ ainsi que de la puissance de vectorisation offerte par NUMBA.

#### 3.2.1 ctapipe: la bibliothèque de reconstruction des données de CTAO

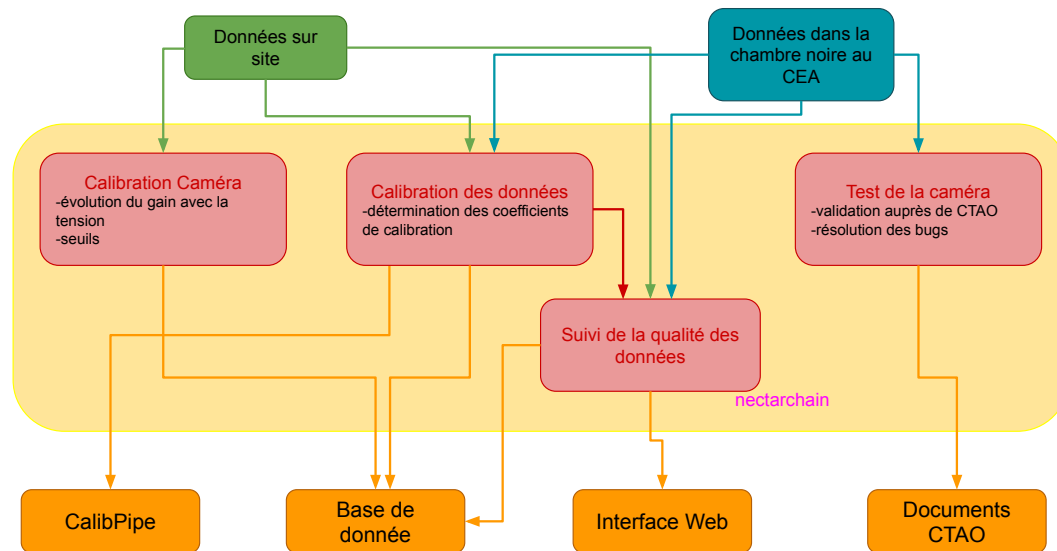
Comme on a pu le remarquer, CTAPIPE est la bibliothèque principale utilisée par NECTARCHAIN et CTAPIPE\_IO\_NECTARCAM. Elle est en effet arrivée à un point de maturité où il est aujourd’hui possible de faire assez facilement la reconstruction des événements des données DL0 en données DL3. Il est aussi possible de se servir de CTAPIPE pour lire les données R0 produites par la NectarCAM. C’est pourquoi nous avons développé NECTARCHAIN en se basant un maximum sur CTAPIPE. L’objectif est double, car cela permettra aussi facilement de porter des parties du code de NECTARCHAIN dans CALIBPIPE, le code de calibration de l’ensemble des caméras de CTAO, lorsque la NectarCAM sera livrée à l’observatoire.

#### 3.2.2 nectarchain, la bibliothèque de calibration de la NectarCAM

On peut voir sur le schéma 3.9 une description schématique du fonctionnement de NECTARCHAIN regroupée en 4 modules. Le module qui nous intéressera principalement dans ce chapitre, et pour lequel j’ai fortement contribué au développement, est celui de la calibration des données. Ce module permet donc de calculer les différents coefficients de calibrations présentés plus tôt, et de les stocker pour qu’ils puissent ensuite être appliqués pour le passage des données R0 aux données DL0 comme nous le verrons dans la section suivante.

Techniquement, bien que CTAPIPE ne soit pas conçu pour travailler avec des données R0, il est possible de se resservir d’une grande partie des méthodes implémentées dans CTAPIPE pour traiter les données brutes de la NectarCAM et faire sa calibration. L’implémentation de la chaîne de calibration est commune à l’estimation des pédestaux, des *flat-field*, du gain et du Hilo. Techniquement, on utilise alors le module de base de CTAPIPE qu’est le Tool. Celui-ci permet de créer un contexte qui sera en charge de la lecture des événements contenus dans un fichier de données R0 produit par NectarCAM. Il englobera tout le travail fait à l’intérieur du Tool. CTAPIPE met à disposition un module, le Component, qui quant à lui permet de faire des actions sur les données. Ainsi un Tool va appliquer une ou plusieurs Component aux données. Dans NECTARCHAIN, nous avons donc écrit nos propres Tool et Component en héritant directement de ceux écrits par CTAPIPE. De plus, pour avoir un format de fichier de sortie standard et commun à CTAPIPE, toutes les grandeurs calculées et produites par les Tool dans NECTARCHAIN sont contenues dans des instances de Containers

### 3.2. Les bibliothèques développées et utilisées pour la calibration de la NectarCAM



**Figure 3.9:** Schéma descriptif des différents éléments composants NECTARCHAIN. En vert à gauche on représente la prise de données sur site, et à droite en bleu la prise de données dans la chambre noire au CEA/Irfu à Saclay. Ces deux flux de données sont alors utilisés par NECTARCHAIN via 4 différents modules, indiqués en rouge, pour finalement créer des produits finis indiqués en bas en orange, au nombre de 4. Les données actuellement prises au CEA/Irfu servent donc à la fois à tester et à valider la NectarCAM auprès de CTAO. Un module de suivi de la qualité des données est implémenté dans NECTARCHAIN et permet une visualisation de ces diagnostics sur une page web. A gauche, on trouve un module permettant la calibration de la caméra sur site, ce module n'est pas encore implémenté dans NECTARCHAIN. Finalement on trouve le module de calibration permettant de calculer les coefficients de calibration à la fois sur les données prises aujourd'hui au CEA/Irfu ainsi que celles qui seront prises sur site. Ce module stocke les coefficients dans une base de données, et servira aussi à fournir de éléments de calibration utiles pour CALIBPIPE.

de CTAPIPE, qui sont alors sauvegardées au format HDF5<sup>26</sup>. Dans NECTARCHAIN, des Containers sont implémentés pour stocker les coefficients de calibration que sont les gains, les piédestaux, les flat-field et les Hilo. Des Containers ont aussi été implémentés pour le stockage et la lecture rapide des données R0 sous forme d'échantillon de 60 ns ou bien sous forme de charge extraite.

NECTARCHAIN dispose d'un ensemble d'outils d'intégration continue (CI<sup>27</sup>) qui permettent, à la publication de nouvelle version, d'automatiquement déposer la version sur PyPI, ainsi que sous forme de paquets conda sur le canal conda-forge. De plus, une image Singularity/Apptainer (Kurtzer et al., 2021) est automatiquement construite et déposée sur le GitHub Container Registry.

Mon implication dans le développement de NECTARCHAIN, s'est donc portée sur le développement du cadre général du module de calibration. Je me suis partic-

<sup>26</sup>voir <https://www.hdfgroup.org/solutions/hdf5>

<sup>27</sup>de l'anglais *continuous integration*



### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

---

ulièrement impliqué dans le développement de la calibration du gain, ainsi que de la validation de son estimation, comme nous le verrons dans la partie 3.4.

J'ai aussi été particulièrement impliqué, dans l'interface avec la grille de calcul européenne, via DIRAC, lieu sur lequel sont stockées les données prises avec la NectarCAM. J'ai aussi activement participé au développement des tests unitaires ainsi que de la documentation. Ces différents éléments ne seront pas couverts par ce manuscrit.

Pour une description complète de NECTARCHAIN, en l'état à l'été 2023, on pourra se référer à Grolleron et al. (2023). On y trouve notamment la description du module de suivi de la qualité des données, présent sur la figure 3.9.

#### 3.2.3 Passage de données non calibrées R0 au données calibrées DL0

Le but ultime, à savoir la conversion des données R0 en DL0, est opéré par CTAPIPE\_IO\_NECTARCAM, ce module complémentaire à CTAPIPE est développé spécialement pour la NectarCAM. Il utilise donc les coefficients de calibration fournis au préalable par NECTARCHAIN dans une base de données (voir 3.9) pour faire cette conversion.

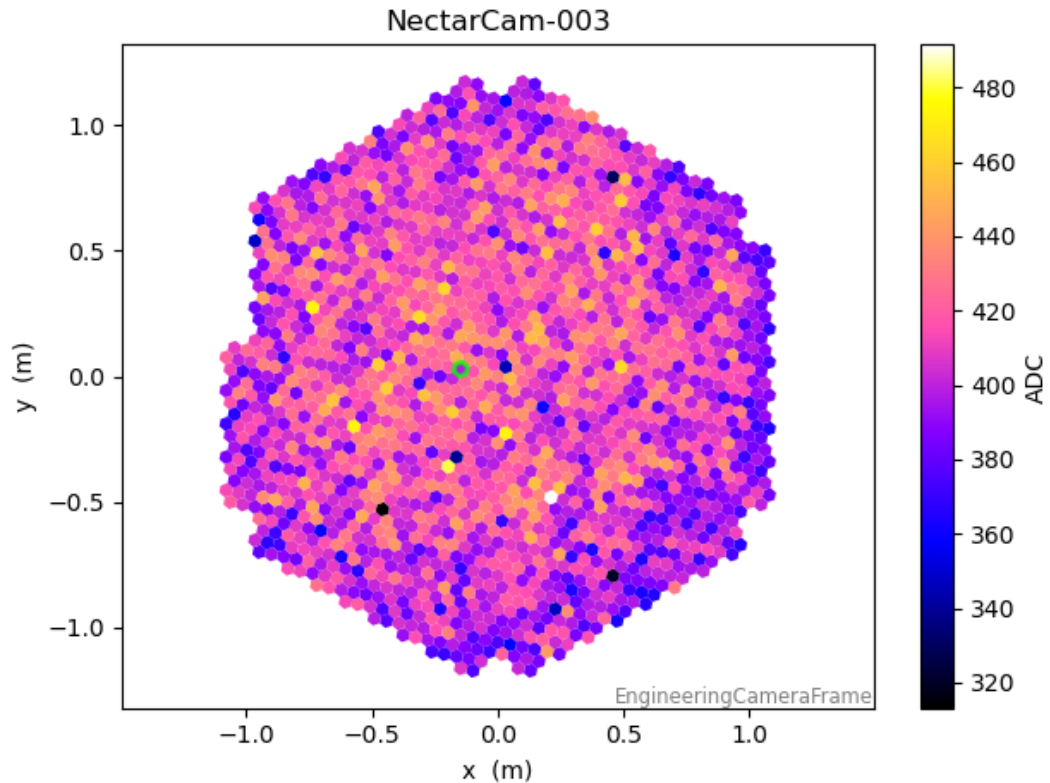
Tout comme NECTARCHAIN, CTAPIPE\_IO\_NECTARCAM est disponible à travers PyPI, en tant que paquet conda, et dispose des mêmes outils de CI que NECTARCHAIN.

## 3.3 Extraction de la charge dans un pixel associée à un évènement

### 3.3.1 Description des différentes méthodes d'extraction de la charge

Lorsqu'un évènement est enregistré par la NectarCAM, nous avons vu qu'il était donc sauvegardé sous la forme de 60 échantillons pris à 1 ns d'intervalle, le tout sur les deux canaux, HG et LG. On peut voir sur la figure 3.10 la valeur moyenne de ces échantillons pour un évènement pris lors d'une acquisition faite dans la chambre noire. Au centre de la caméra un pixel est mis en évidence en vert, les signaux associés dans chacune des voies sont présentés sur la figure 3.11. On peut voir qu'une cascade électronique issue du PM induit un pic dans le signal pour  $t=35$  ns. Cette cascade est induite par l'arrivée de plusieurs PE dans le PM. On peut voir que le signal est ici assez fort pour être à la fois visible dans les canaux HG et LG. Cependant on remarque que le niveau maximum atteint par le signal LG est environ 5 à 6 fois plus faible que pour le signal HG.

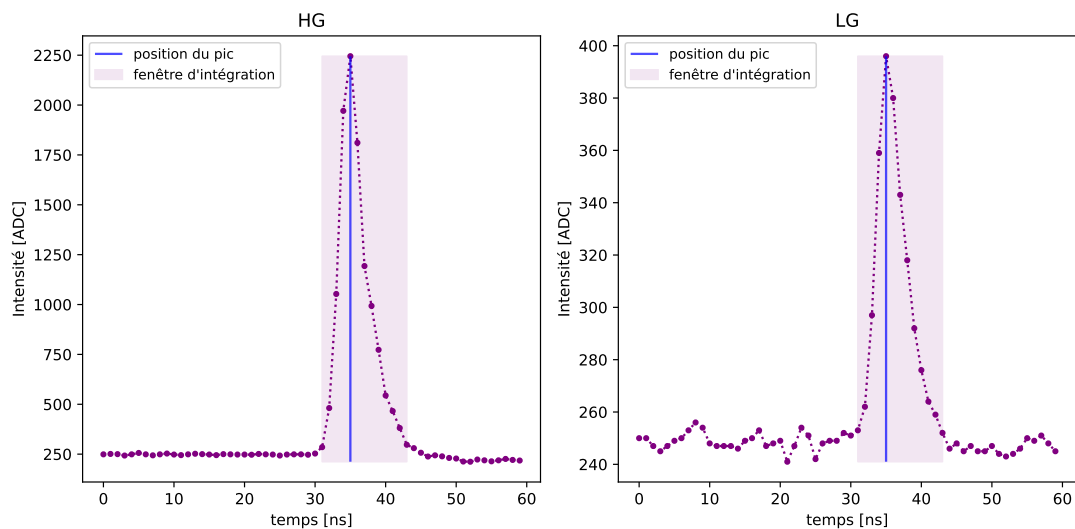
Le premier niveau de réduction des données est l'extraction de la charge associée à ces signaux de 60 ns. Pour cela, plusieurs méthodes sont disponibles dans CTAPIPE, elles sont appliquées par évènement, et se définissent comme suit :



**Figure 3.10:** Moyenne des signaux dans le canal *HG* dans l'ensemble des pixels de la *NectarCAM* pour un évènement. L'acquisition est faite en mode flat-field. L'échelle de couleur trace le niveau d'intensité en *ADC* dans chacun des pixels. Un pixel est mis en vert au centre de la caméra, le signal associé à cet évènement est représenté sur la figure 3.11. Ici, 3 modules manquent sur la partie gauche de la caméra.

- Méthode d'extraction somme-totale *ST* : C'est la méthode la plus simple, elle consiste simplement à sommer les 60 échantillons présents dans le signal. Elle est implémentée dans *CTAPIPE* via la méthode *FullWaveformSum*.
- Méthode d'extraction pic-local *PL* : Ici le signal est intégré autour de la position du maximum du signal, comme on peut le voir avec la ligne bleue sur la figure 3.11. On peut alors intégrer sur une fenêtre plus ou moins longue avec un certain décalage en amont de la position du pic. On voit sur la figure en violet par transparence cette fenêtre d'intégration. Dans cette méthode, la position du pic est calculée par pixel. Cette méthode est implémentée dans *CTAPIPE* sous le nom de *LocalPeakWindowSum*.
- Méthode d'extraction pic-global *PG* : Cette méthode est la même que la précédente, à la nuance près qu'ici la position du pic n'est pas propre à chaque pixel mais est déterminée sur l'ensemble de la caméra en prenant l'ensemble des signaux dans tous les pixels. Cette méthode est implémentée dans *CTAPIPE* sous le nom de *GlobalPeakWindowSum*.

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO



**Figure 3.11:** Signal mesuré sur 60 ns pour un pixel pour un événement. L'acquisition est faite en mode flat-field. La figure de gauche correspond au canal HG et celle de droite au canal LG. On voit donc l'intensité en ADC au cours du temps en ns. Les échantillons sont indiqués par des points violets. Une ligne bleue correspond à la position du maximum. La zone en transparence correspond à une fenêtre de 12 ns autour de ce pic, avec un début 4 ns avant le pic.

D'autres méthodes d'extraction, sont implémentées dans CTAPIPE<sup>28</sup>. Une méthode complémentaire est aussi implémentée dans NECTARCHAIN, elle se base sur l'évolution du gradient du signal pour trouver la position du maximum du pulse mesuré, ainsi que sa largeur. Ici nous nous focaliserons aux trois méthodes ST, PL et PG.

Dans la suite, afin d'être en mesure de comparer les méthodes ainsi que leur jeu de paramètres, nous représenterons toujours la charge divisée par le nombre d'échantillons dans la fenêtre d'intégration.

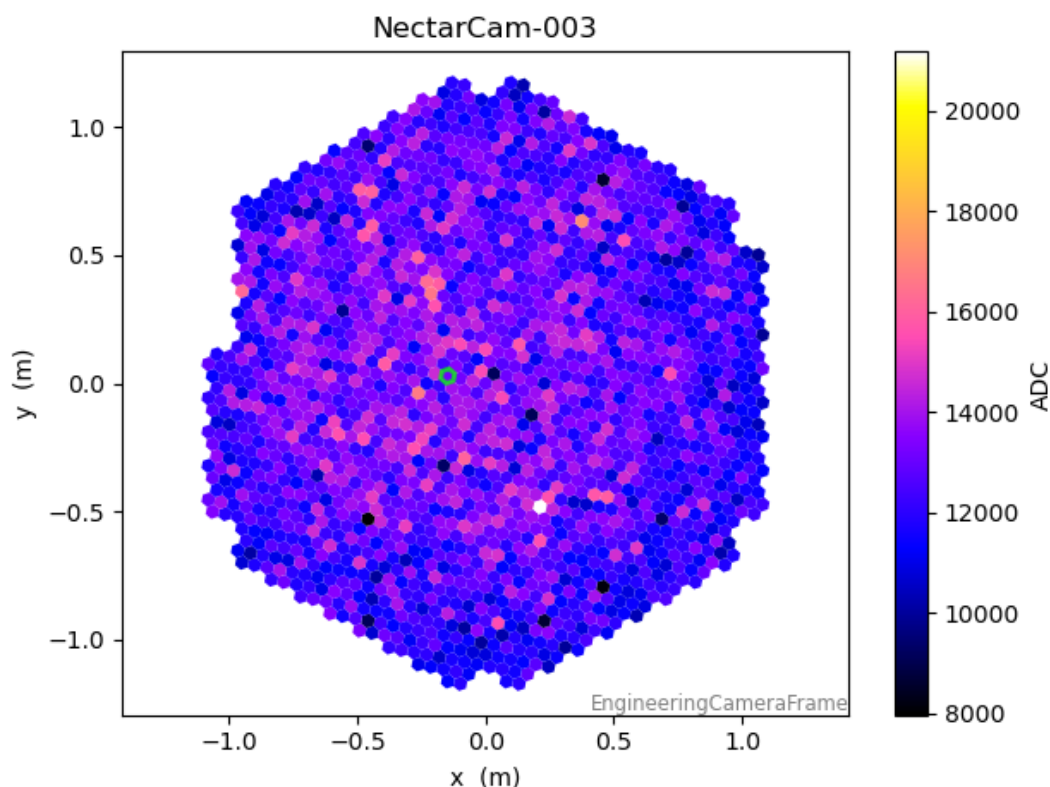
La charge extraite de l'évènement présenté sur la figure 3.10, avec la méthode PL, pour un fenêtre d'intégration de 12 ns avec un décalage de 4 ns avant le pic, est visible sur la figure 3.12.

Tout au long de ce chapitre nous nous poserons la question de savoir quelle méthode d'extraction est la plus adaptée pour une calibration donnée. Nous allons tout d'abord tenter de répondre à cette question pour la calibration du piédestal électronique, dans 3.3.2, ainsi que des flat-field, dans 3.3.3. Pour la calibration du gain nous étudierons les méthodes d'extraction de la charge dans la partie 3.3.4.

#### 3.3.2 Application à la calibration du piédestal

Dans le cas d'une acquisition de type piédestal, les signaux des évènements sont typiquement de la forme présentée sur la figure 3.13. On peut voir que dans ce cas le

<sup>28</sup>voir <https://ctapipe.readthedocs.io/en/stable/api-reference/image/extractor.html>

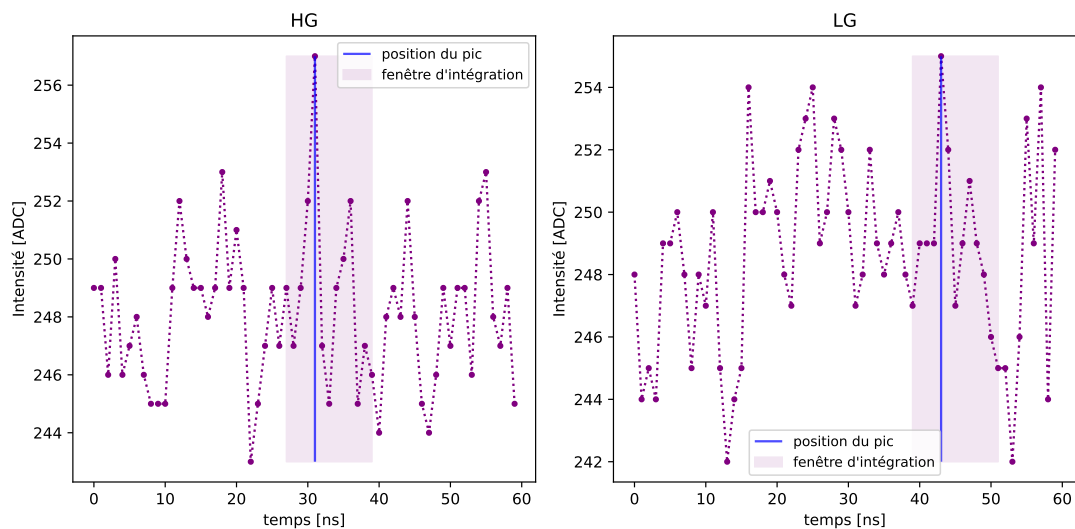


**Figure 3.12:** Charge extraite dans le canal *HG* dans l'ensemble des pixels de la *NectarCAM* pour un évènement flat-field avec la méthode *ST*. La description de la figure est la même que pour la figure 3.10

niveau fluctue autour d'une valeur, environ 250 *ADC*. On voit alors que les méthodes *PL* et *PG* vont artificiellement sélectionner un endroit où les fluctuations rendent le signal élevé. Ces méthodes vont donc par construction biaiser la valeur du piédestal reconstruit. A l'inverse, la méthode *ST* va lisser les fluctuations. Si on regarde alors la figure 3.14, on voit la comparaison de la distribution des charges reconstruites pour chacune des méthodes avec différentes tailles de fenêtre d'intégration, pour l'ensemble des évènements de l'observation 3938, de type piédestal. Les caractéristiques de cette observation sont données dans le tableau 3.1.

Bien que toutes les distributions soient centrées sur 247 *ADC*, on remarque que la largeur la plus fine est obtenue pour la méthode *ST*. Une largeur comparable est obtenue avec la méthode *PG*, en particulier, et tout naturellement, pour une grande fenêtre d'intégration. Cette observation est intéressante, car elle permet de conclure qu'on ne va pas induire un biais significatif dans l'estimation du piédestal en utilisant la méthode *PG*. Évidemment, pour des observations uniquement composées d'évènements piédestaux, nous utiliserons la méthode *ST*, qui est la plus simple et la plus efficace. Mais pour des observations plus complexes, avec des estimations du piédestal dans certains pixels, en même temps que la mesure de *PE* dans d'autres, la méthode *PG* pourra être appliquée directement à l'ensemble de la caméra. C'est par

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO



**Figure 3.13:** Signal mesuré sur 60 ns pour un pixel pour un évènement piédestal. L'acquisition est faite en mode piédestal. La description de la figure est la même que pour la figure 3.11

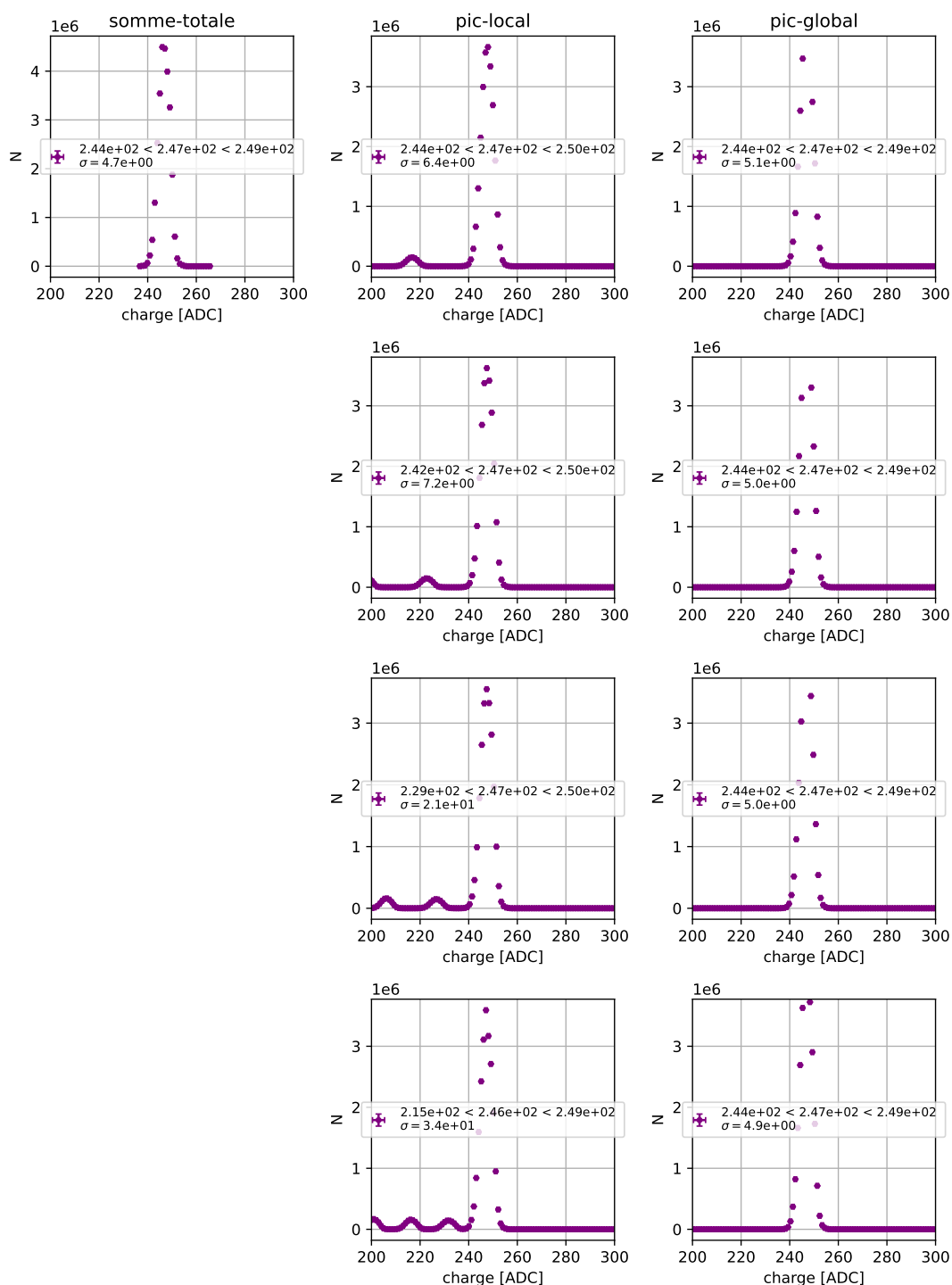
exemple ce qui pourra être envisagé pour les acquisitions de type *flat-field-SPE*.

On peut remarquer sur la figure 3.14 que pour la méthode PL, il y a dans la distribution de petits pics à gauche de la composante principale. Ceux-ci sont dus à une limitation de l'implémentation de CTAPIPE. En effet, lorsque pour un signal le maximum se trouve trop proche du début où de la fin de l'échantillon de 60 ns, une partie de la fenêtre d'intégration est tronquée ce qui biaise le calcul de la charge.

#### 3.3.3 Application à la calibration du *flat-field*

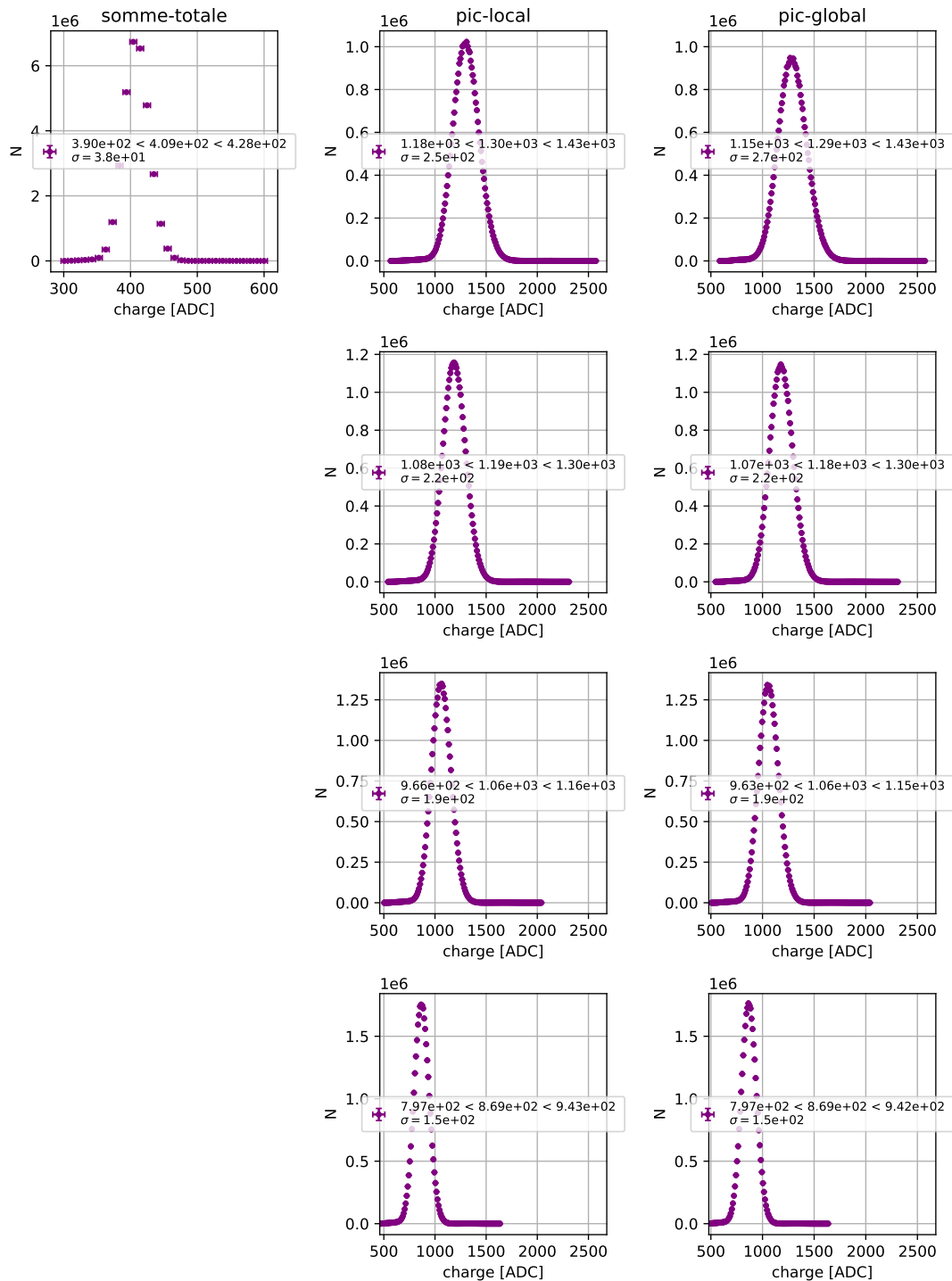
En faisant la même chose que dans la partie précédente mais pour une observation de type *flat-field*, le run 3937, on obtient alors les distributions présentées sur la figure 3.15. On voit alors que les trois méthodes reconstruisent bien la distribution de la charge mesurée. On voit aussi que plus la fenêtre d'intégration est grande, plus la largeur réduite  $\sigma$  divisée par la médiane, est faible, avec la valeur minimale obtenue pour la méthode ST. Cependant cette dernière méthode reconstruit une charge assez proche de la valeur du piédestal. Il semble donc plus opportun d'utiliser les méthode PL ou bien PG. La diminution de la dispersion des valeurs de charges avec l'augmentation de la taille de la fenêtre s'explique naturellement par le fait qu'avec une grande fenêtre, on va plus souvent intégrer l'entièreté du pic comme on peut le voir sur la figure 3.11. Ainsi, les fluctuations du signal mesuré dans chaque PM, d'un évènement à l'autre et d'un pixel à l'autre vont être lissées. De plus, avec une grande fenêtre on sera moins sensible aux fluctuations de la position du maximum autour duquel l'intégration est faite.

### 3.3. Extraction de la charge dans un pixel associée à un évènement



**Figure 3.14:** Comparaison des méthodes d'extraction de charges, *ST*, *PL* et *PG* de gauche à droite, pour le calcul du piédestal. De haut en bas on a des fenêtres d'intégration de 8, 10, 12 et 16 ns avec un décalage avant le pic de 4 ns. Sur chaque figure, la médiane ainsi que les 16- et 84-quantiles sont indiqués.  $\sigma$  représente la largeur entre ces quantiles.

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO



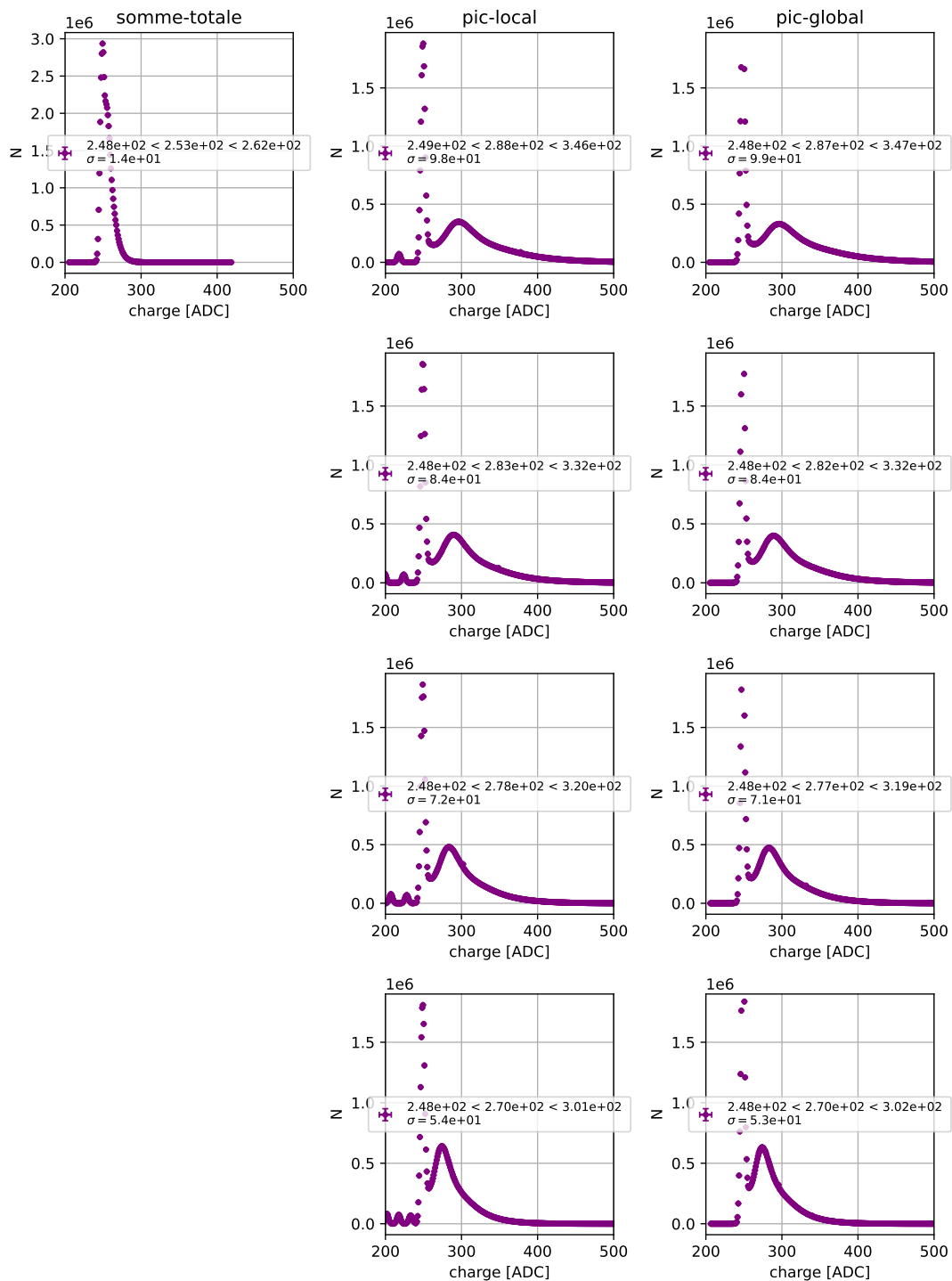
**Figure 3.15:** Comparaison des méthodes d'extraction de charges pour le calcul du flat-field. La description de la figure est la même que pour 3.14

### 3.3.4 Application à la calibration du gain

Comme nous l'avons vu dans la partie 3.1.2.4, la calibration du gain peut se faire par deux méthodes, pour la méthode d'ajustement du pic SPE, on va donc chercher à reconstruire un histogramme de charges comme présenté sur la figure 3.6. La figure 3.16 représente une telle reconstruction faite à partir d'une observation de type *flat-field-SPE* à 1400V avec la NectarCAM (le *run* 3942). On remarque alors que la méthode ST ne permet absolument pas de séparer la composante issue du piédestal de celle du SPE. Quant aux deux autres méthodes, elles semblent assez similaires, bien que la méthode PL présente toujours des pics à gauches de la composante principale du piédestal, comme expliqué dans le paragraphe 3.3.2. Comme nous l'avons aussi vu, il ne faut pas oublier que la position du pic du piédestal est légèrement biaisée pour cette méthode. Pour les méthodes PL et PG, on remarque cependant que plus la fenêtre d'intégration est courte, plus la séparation entre le piédestal et la composante SPE est aisée, ce qui facilitera l'ajustement d'un modèle analytique comme nous le verrons dans la partie 3.4.1.1.



### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO



**Figure 3.16:** La description de la figure est la même que pour 3.14, pour une acquisition de type flat-field-SPE à 1400V

## 3.4 Calibration du gain

Après avoir comparé les méthodes d'extraction de la charge pour la calibration de la NectarCAM, nous allons maintenant nous attarder plus longuement sur la calibration du gain. Celle-ci a en effet représenté une partie importante de mon implication dans la collaboration NectarCAM. Nous verrons donc dans cette section les deux méthodes de calibration du gain qui sont actuellement implémentées dans [NECTARCHAIN](#). La méthode d'ajustement du pic [SPE](#) est présentée dans la partie [3.4.1](#). Nous aborderons alors son implémentation, l'optimisation faite et les différents types d'observations de calibration que nous pouvons faire avec la NectarCAM pour appliquer cette méthode. Ensuite, nous aborderons la méthode photo-statistique dans la partie [3.4.2](#). Tout au long de cette partie, nous comparerons les performances induites par les méthodes d'extraction de la charge.

### 3.4.1 Calibration de gain par ajustement du pic *single PE*

#### 3.4.1.1 Description de la méthode

La méthode historique utilisée par [H.E.S.S.](#) pour la calibration du gain est l'ajustement du pic [SPE](#) par une somme de Gaussiennes avec une enveloppe Poissonienne. Le gain est alors défini par l'équation 5.2 de [de Naurois \(2012\)](#).

Pour la NectarCAM, nous sommes repartis du travail présenté dans [Caroff et al. \(2019\)](#). Ici l'étude propose une méthode alternative. Au lieu d'une simple Gaussienne ils proposent d'ajuster une double Gaussienne (plus précisément une Gaussienne et une demi-Gaussienne), pour mieux prendre en compte l'asymétrie de la composante [SPE](#) comme on peut le voir sur la figure [3.6](#). La comparaison entre les deux méthodes est effectuée dans cet article et les conclusions sont les suivantes :

- La méthode avec deux Gaussiennes reconstruit mieux la distribution des charges et la composante [SPE](#) (voir fig. 2 de [Caroff et al. \(2019\)](#)).
- La méthode avec une simple Gaussienne biaise la reconstruction, en particulier pour des tension d'alimentation des [PM](#) en dessous de 1100 V (voir fig. 3 de [Caroff et al. \(2019\)](#)). Pour rappel la tension nominale des [PM](#) de la NectarCAM est de 1000 V.
- L'incertitude statistique avec la méthode à double Gaussienne est plus élevée que celle avec une simple Gaussienne (voir fig. 3 de [Caroff et al. \(2019\)](#)). Cela s'explique par la difficulté de contraindre le modèle à deux Gaussiennes, qui présente 7 paramètres libres, contre 5 pour le modèle avec une Gaussienne seule. On pallie ce problème en prenant des acquisitions de type [flat-field-SPE](#) à 1400V. En effet en augmentant la tension la séparation entre la composante associée au piédestal et celle associée à 1 [PE](#) est plus significative. De plus cela permet de se placer dans une zone où les erreurs statistiques du modèle à deux Gaussiennes sont comparables à celle du modèle avec une unique Gaussienne ([Caroff et al., 2019](#)).
- Le second problème posé par la paramétrisation du modèle à deux Gaussiennes est sa difficulté à converger numériquement

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

- La procédure générale proposée afin de s'affranchir des deux problèmes évoqués ci-dessus est donc d'ajuster simultanément une acquisition *flat-field-SPE* faite à la tension nominale et une à une tension plus haute, de 1400-1500 V typiquement. (voir fig. 8 de Caroff et al. (2019)).

Il est important de noter que les résultats présentés dans Caroff et al. (2019) sont obtenus à partir d'une campagne d'acquisition de données faites avec la NectarCAM équipée de seulement 49 PM. Nous allons ici utiliser la caméra complète, nous pourrions donc éventuellement remettre en cause ou pousser plus loin certains des résultats de cet article.

Si on note  $\{x_i, X_i\}_{i \in [1, N_h]}$  la représentation de l'histogramme des charges calculées, avec  $N_h$  le nombre d'intervalles en charge.  $x_i$  représente donc la valeur de la charge au  $i$ -ème intervalle,  $X_i$  est alors le nombre de coups associé à cette valeur. On définit alors le vraisemblance  $L$  entre la distribution de charges et notre modèle, noté  $M$ , par:

$$-2 \log L = \sum_{i=1}^{N_h} \frac{(N_{\text{tot}} \times M(p', \text{res}, n, \mu_{\text{high}}, l, \mu_{\text{ped}}, \sigma_{\text{ped}})(x_i) - X_i)^2}{X_i} \quad (3.3)$$

où,  $N_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^{N_h} X_i$ . Le paramètre  $l$  représente la luminosité en nombre de PE. Dans la formule,  $p'$  est associé au rapport entre les 2 Gaussiennes,  $\text{res}$  est la résolution du SPE,  $n$  est lié à la définition de la largeur de la seconde Gaussienne et sa moyenne.. Les notations sont reprises de Caroff et al. (2019). De plus  $\mu_{\text{ped}}$  et  $\sigma_{\text{ped}}$  représentent respectivement la valeur moyenne et la largeur de la composante associée au piédestal. Ces paramètres ont été construits pour être indépendants du gain, et sont dérivés dans l'annexe B.1.  $M$  est donc le modèle à deux Gaussiennes qui est ajusté sur les données. Il se définit, pour tout  $x \in [x_1, x_{N_h}]$ , comme suit :

$$M(p', \text{res}, n, \mu_{\text{high}}, l, \mu_{\text{ped}}, \sigma_{\text{ped}})(x) = \sum_{i=1}^{N_{\text{PE}}} \frac{l e^{-l}}{(i-1)!} \tilde{M}(p', \text{res}, n, \mu_{\text{high}}, l, \mu_{\text{ped}}, \sigma_{\text{ped}}, i)(x) \quad (3.4)$$

avec, en notant  $\mathcal{N}$  la distribution Gaussienne,

$$\begin{aligned} & \tilde{M}(p', \text{res}, n, \mu_{\text{high}}, l, \mu_{\text{ped}}, \sigma_{\text{ped}}, i)(x) = \\ & \alpha \left( \mathcal{N}(0, \sigma_{\text{ped}}) * \prod_{j=1}^i \left( [2p' \mathcal{N}(0, \sigma_{\text{low}}) + (1-p') \mathcal{N}(\mu_{\text{high}}, \sigma_{\text{high}})] \times S \right) \right) (x - \mu_{\text{ped}}) \end{aligned} \quad (3.5)$$

- $N_{\text{PE}}$  représente le nombre de PE calculé à partir de la luminosité  $l$  et vérifie la condition suivante :

$$N_{\text{PE}} = \sup \{ k \in \mathbb{N}^+ \mid \Gamma_{\text{inc}}(N_{\text{PE}}, l) \geq 10^{-5} \} \quad (3.6)$$

avec  $\Gamma_{\text{inc}}$  la fonction Gamma incomplète<sup>29</sup>. Ainsi le terme défini par l'équation 3.4 représente la somme de la contribution de tous les PE reçus. Ce terme

<sup>29</sup> $\forall x \in \mathbb{R}^+$ , avec  $a > 0$ ,  $\Gamma_{\text{inc}}(a, x) = \frac{1}{\Gamma(a)} \int_0^x t^{a-1} e^{-t} dt$ . On rappelle que  $\forall x \in \mathbb{R}^+$ ,  $\Gamma(x) = \int_0^{+\infty} t^{x-1} e^{-t} dt$ .

est similaire au second terme de l'équation 5.2 de [de Naurois \(2012\)](#) pour l'ajustement d'une simple Gaussienne.

- La différence se fait sur la définition du terme  $\tilde{M}$  par l'équation 3.5, qui représente donc la convolution d'une Gaussienne, à gauche, qui représente le piédestal, avec le terme de droite qui représente, pour un nombre  $i$  de PE, un produit de convolution entre les contributions des composantes de 1,2,...,i PE. Ces composantes se définissent donc ici comme la combinaison de deux Gaussiennes. Une première caractérise la partie basse charge, à gauche, de la composante SPE avec une largeur  $\sigma_{low}$ . A l'inverse, la deuxième caractérise la composante haute, à droite du pic, de largeur  $\sigma_{high}$ . Les Gaussiennes sont multipliées par une fonction seuil  $S$ , définie pour tout  $x \in \mathbb{R}$  comme :

$$S(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x \leq 0 \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.7)$$

qui permet de rendre asymétrique le modèle pour ne garder que la composante positive de la distribution à deux Gaussiennes.  $\sigma_{low}$  et  $\sigma_{high}$  sont tous les deux définis dans [Caroff et al. \(2019\)](#) et font appel aux paramètres res,  $n$ , et  $p'$ . La convolution des composantes associées au multiples PE vient du fait que bien que la FFCS soit réglée de sorte à fournir en moyenne un PE par pixel, il n'est pas impossible, en terme probabiliste de mesurer dans un PM une cascade associée à 2 PE ou plus. On peut voir sur la figure 3.17 la contribution faible, mais visible d'une composante associée à un deuxième PE qui vient relever la queue de distribution du premier PE.

- Le terme  $\alpha$  est une constante de normalisation définie par :

$$\alpha^{-1} = \int_{-m}^m \mathcal{N}(0, \sigma_{ped}) * \prod_{j=1}^i ([2p' \mathcal{N}(0, \sigma_{low}) + (1-p') \mathcal{N}(\mu_{high}, \sigma_{high})] \times S)(t) dt \quad (3.8)$$

avec  $m = \mu_{high}^2(i+10)$ . Cette définition permet d'avoir un intervalle d'intégration assez large autour de la position de  $\mu_{high}$  pour avoir une bonne normalisation.

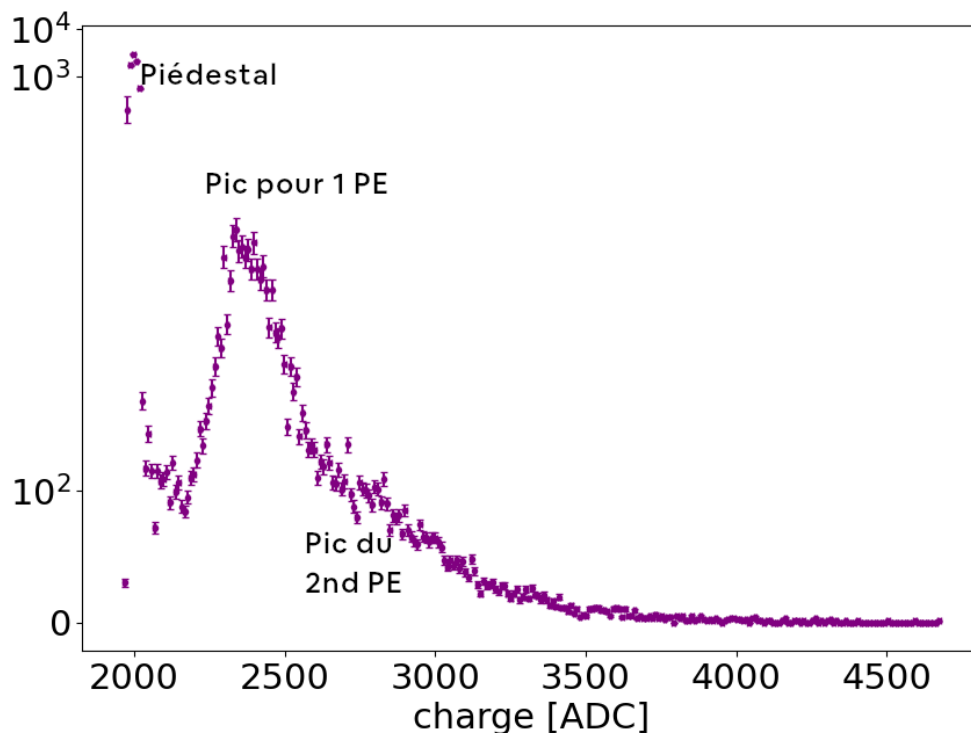
Les paramètres  $p'$ , res,  $n$ ,  $\mu_{high}$ , ainsi que  $\sigma_{low}$  et  $\sigma_{high}$  ont été définis dans [Caroff et al. \(2019\)](#). Cette paramétrisation sert principalement à utiliser des paramètres indépendants de la valeur du gain,  $p'$ ,  $n$  et res, comme le montre les figure 4 et 5 de [Caroff et al. \(2019\)](#), dans le souci de mieux contraindre l'ajustement des données à la tension nominale par rapport à celui fait à une tension plus élevée.

La description complète du calcul de ces paramètres est faite en annexe B.1.

### 3.4.1.2 Implémentation et optimisation

L'ajustement du pic SPE pour la reconstruction du gain a été implémenté dans NECTARCHAIN au sein du module de calibration. Pour chaque pixel, l'histogramme des charges est calculé. Pour une efficacité maximale, NUMBA est utilisé pour vectoriser le calcul. Il a alors été possible de passer d'une boucle de 3 min à 3 secondes de temps d'exécution. Ensuite, pour chaque pixel, le logarithme de la vraisemblance

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO



**Figure 3.17:** Distributions de charge reconstruite pour un pixel d'une observation *flat-field-SPE* à 1400V de la NectarCAM. On y voit, de gauche à droite, la composante issue du piédestal, celle associée au premier PE, et ensuite une seconde contribution faible issue des évènements avec 2 PE.

$-2 \log L$  défini par l'équation 3.3 est minimisé par descente de gradient avec MINUIT (Dembinski et al., 2024).

Ce processus peut être effectué dans différentes configurations propres à plusieurs types d'acquisition :

- 1 *flat-field-SPE* à 1400V: l'ensemble des paramètres du modèle sont libres
- 2 *flat-field-SPE* à 1400V: les paramètres  $p'$  et  $n$  sont fixés, pour l'ensemble des pixels, à une valeur déterminée par un ajustement fait une fois pour toutes dans les conditions décrites par le point du dessus.
- 3 *flat-field-SPE*: les paramètres  $p'$ ,  $n$  et  $res$  sont fixés grâce à l'ajustement fait sur une acquisition de type *flat-field-SPE* à 1400V.  $p'$  et  $n$  sont fixés à une valeur commune à l'ensemble des pixels, ce n'est pas le cas de  $res$ . On peut soit ajuster simultanément un modèle joint sur une observation *flat-field-SPE* et *flat-field-SPE* à 1400V, ou bien faire comme ci-dessus, utiliser les paramètres préalablement ajustés sur des données *flat-field-SPE* à 1400V et les fixer pour l'ajustement à la tension nominale. La première solution, plus complexe, a été explorée mais ne présente pas d'avantage majeur par rapport à la deux-

Numéro d'observation	3942	3942	3936	3936
Tension (en V)	1400	1400	1000	1000
Méthode	paramètres libres	$p'$ et $n$ fixes	$p'$ , $n$ et res fixes	$p'$ et $n$ fixes
Temps d'exécution typique (en s / pixels)	30-60	5	2-3	4
Taux de convergence typique	0.90-0.95	1	>0.99	>0.98

**Table 3.2:** Temps d'exécution et taux de convergence des ajustements *SPE* pour l'ensemble de la NectarCAM. Pour plus de détails concernant les observations en question, se référer au tableau 3.1.

ième. C'est pourquoi dans [NECTARCHAIN](#), c'est à ce jour cette dernière qui est implémentée, et c'est celle-ci qui sera utilisée dans ce manuscrit.

- 4 *flat-field-SPE*: A l'inverse de ce qui est proposé dans [Caroff et al. \(2019\)](#), on peut aussi ajuster directement, de la même manière que pour le 2e point, les données prises à la tension nominale, avec  $p'$  et  $n$  fixes. Nous verrons dans la partie 3.4.1.4, qu'un choix judicieux de la méthode d'extraction de la charge permet une reconstruction du gain convaincante.

L'optimisation de la convergence avec MINUIT ([Dembinski et al., 2024](#)) a été explorée. En effet, on se trouve ici dans un cas où la dégénérescence des paramètres du modèle rend difficile la convergence bien que la valeur du gain reconstruite soit satisfaisante. Nous n'irons pas plus loin concernant cette optimisation, car elle est encore aujourd'hui en cours et une étude complète de la quantification du biais sur l'estimation du gain en fonction du niveau de convergence atteint ferait défaut à la discussion.

Aussi, pour améliorer la vitesse d'exécution de l'ajustement *SPE*, l'implémentation de l'ajustement *SPE* permet l'exécution multi-CPU. Le module `multiprocessing` de [PYTHON](#) est alors utilisé et permet une calibration de l'entièreté de la caméra dans des temps raisonnables, de l'ordre de la dizaine de minutes pour 8 CPU à 100% pour le cas d'un ajustement avec  $p'$  et  $n$  fixes (voir paragraphe suivant).

Dans la suite, les données *flat-field-SPE* utilisées sont celles de l'observation 3936, et celles *flat-field-SPE* à 1400V sont issues de l'observation 3942.

### 3.4.1.3 Ajustement des données de type *flat-field-SPE* à 1400V

**Ajustement avec l'ensemble de paramètres libres** (cas 1 du paragraphe 3.4.1.2):

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

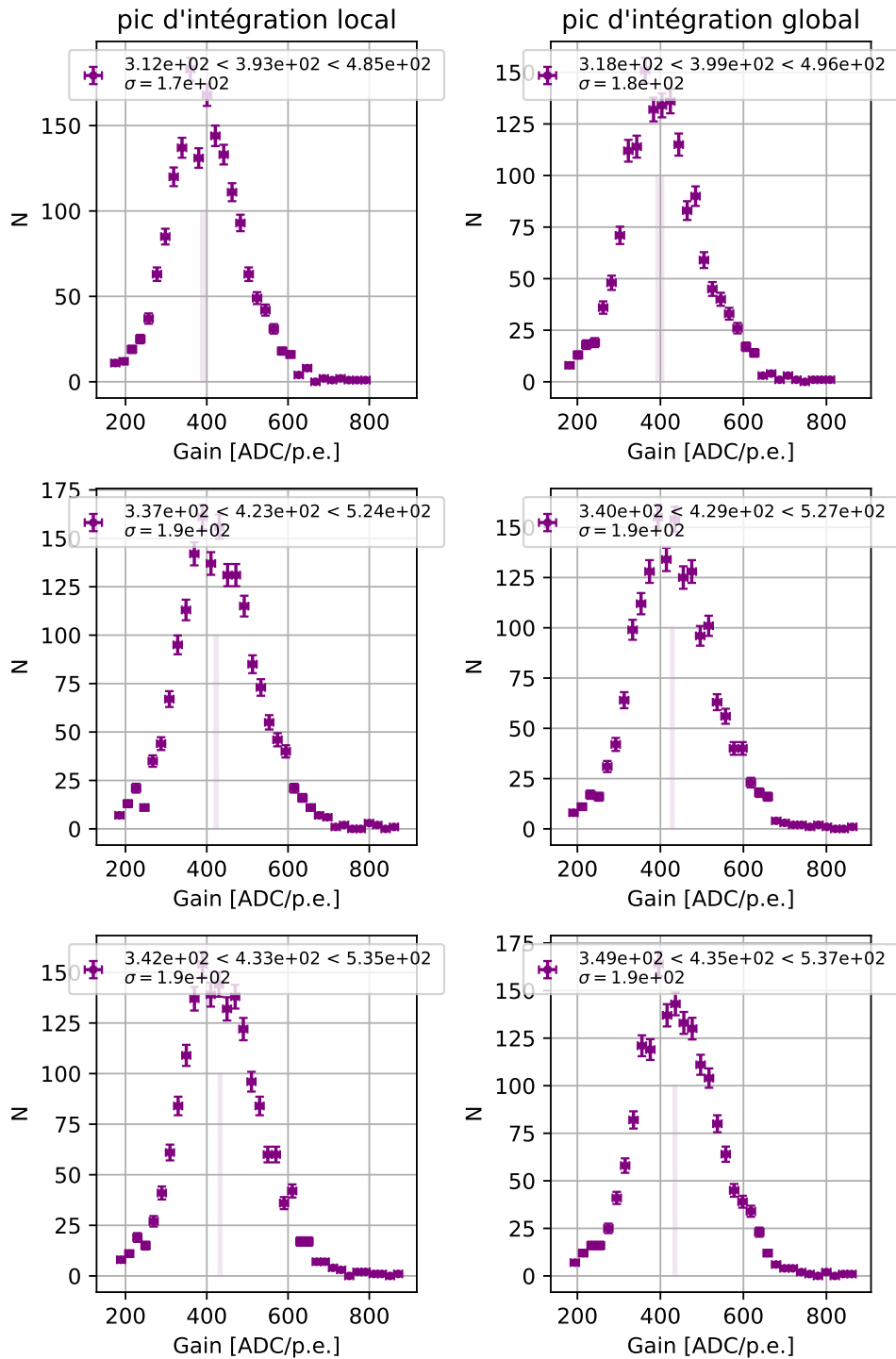
---

Dans ce cas, comme on peut le voir dans le tableau 3.2, l'exécution est particulièrement longue, et le taux de convergence assez faible. On peut voir sur la figure 3.18 la distribution du gain  $G_{HG}$  reconstruit pour l'ensemble des pixels de la caméra. Les distributions sont Gaussiennes, similaires d'une méthode à l'autre, avec une valeur médiane qui a tendance à augmenter plus la fenêtre d'intégration est grande. En revanche, si maintenant on regarde les distributions obtenues pour  $p'$  (fig. 3.19),  $n$  (fig. 3.20) et  $res$  (fig. 3.21) on peut voir des différences notables :

- $p'$  : Les distributions pour la méthode PG présentent une quantité non négligeable d'ajustements qui sortent de la forme générale de la distribution. Nous suspectons une mauvaise convergence dans ces cas. Aussi, on remarque que pour une fenêtre d'intégration de 8 ns, les barres d'erreurs sur le paramètre, indiqué par la zone violette, sont plus grandes que pour les autres fenêtres d'intégration. Cependant, la valeur centrale de la composante principale est globalement la même. De plus, la largeur typique des erreurs est comparable à la largeur des distributions à travers l'ensemble des pixels. Ainsi, il est justifié de fixer  $p'$  à une unique valeur pour l'ensemble de la caméra. On remarque aussi que les distributions obtenues pour les méthodes PL et PG ne sont pas compatibles.
- $n$  : Concernant ce paramètre, les distributions sont Gaussiennes et les deux méthodes sont compatibles. On peut faire les mêmes conclusions que pour  $p'$ , à savoir qu'il est justifié de fixer sa valeur pour l'ensemble des pixels de la NectarCAM.
- $res$  : Ici encore, on fait les mêmes constatations. Cependant, la largeur de la distribution est tout de même un peu plus large que la taille typique des erreurs, marquée par la zone violette en transparence, pour les fenêtres de plus de 10 ns. On ne peut conclure qu'il serait faux de fixer ce paramètre pour l'ensemble des pixels mais on préférera le laisser libre, sauf pour la méthode PG avec une intégration de 8 ns.

De plus, la comparaison des distributions des  $-2\log L$  sur la figure 3.22 nous permet de mieux discriminer les méthodes de reconstruction. En effet, si on regarde simplement les valeurs de  $-2\log L$ , on remarque que c'est la méthode PG avec une fenêtre d'intégration de 8 ns qui donne les meilleurs résultats. Globalement, pour une fenêtre d'intégration donnée, la méthode PG est systématiquement meilleure que la méthode PL.

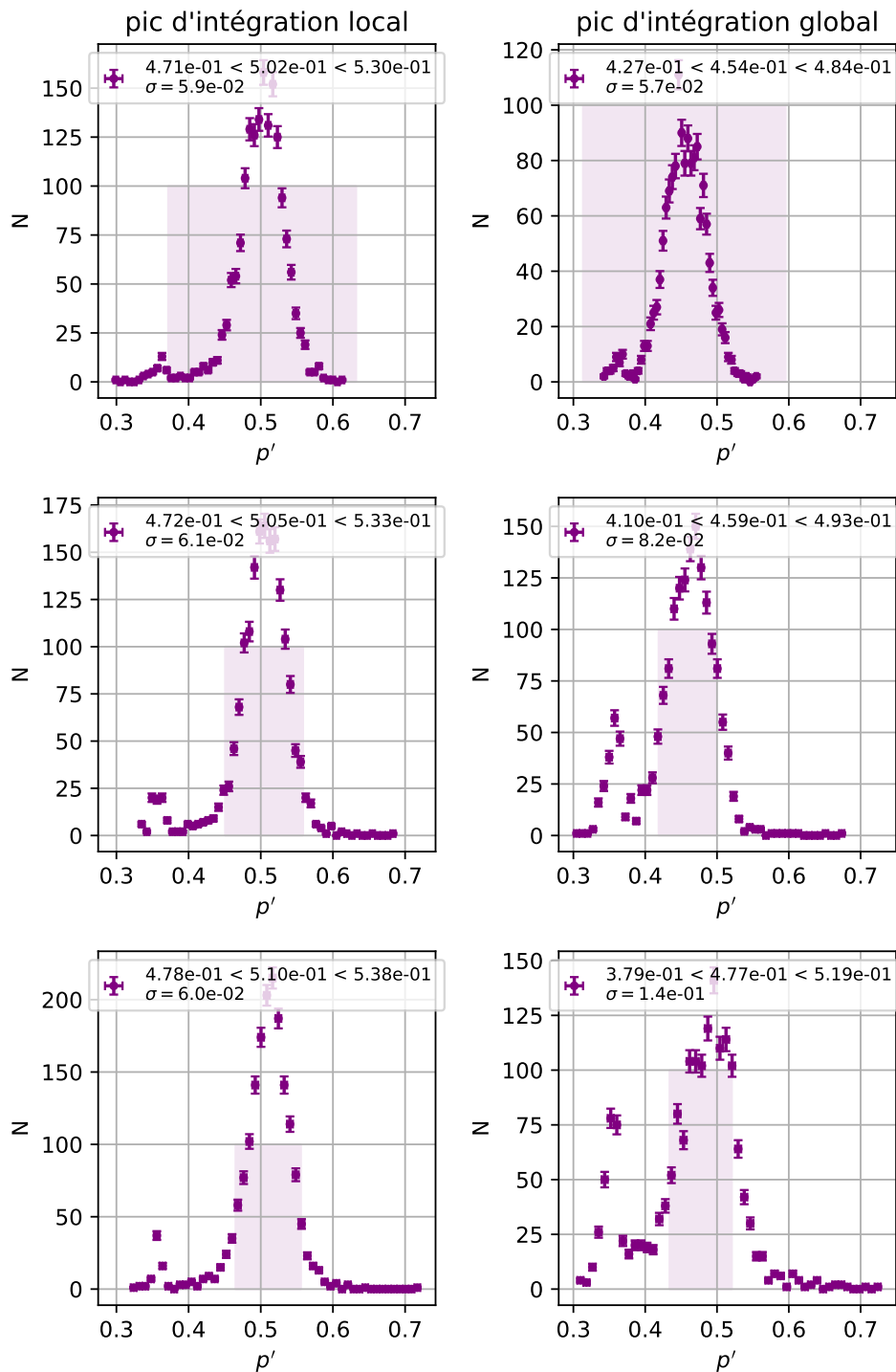
Pour conclure sur l'ajustement SPE avec l'ensemble des paramètres libres, nous avons donc montré qu'il était pertinent de fixer les paramètres  $p'$  et  $n$  à une valeur unique, comme c'était proposé par Caroff et al. (2019). De plus, nous avons pu constater que la méthode d'extraction de la charge PG est meilleure que la méthode PL, en particulier avec une intégration sur 8 ns. Cela fait suite à la remarque faite dans le paragraphe 3.3.4, concernant la meilleure séparation des composantes de type piédestal et SPE avec une fenêtre d'intégration courte. On utilisera donc préférentiellement cette méthode pour la calibration du gain par ajustement du SPE.



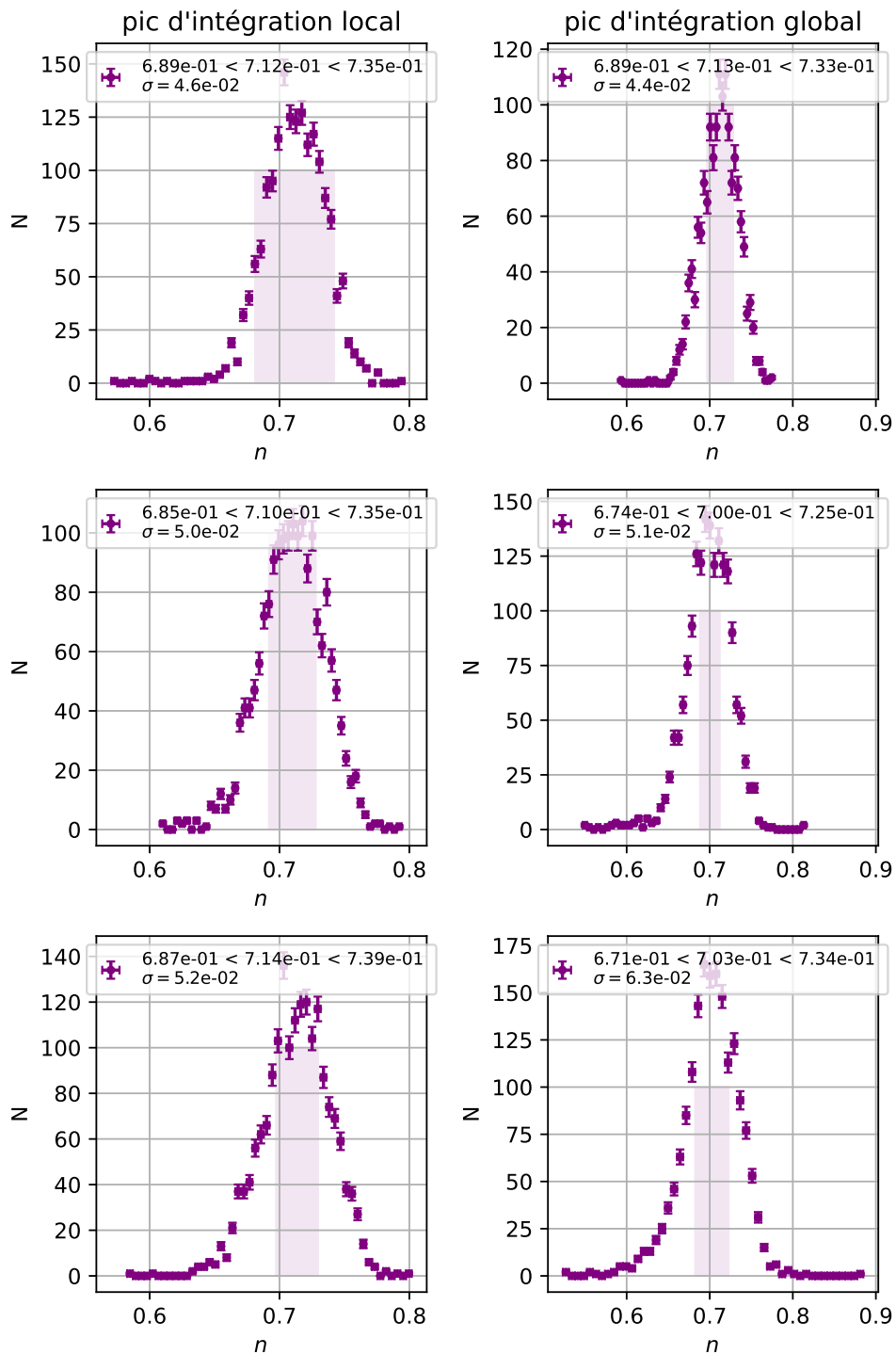
**Figure 3.18:** Distributions de  $G_{HG}$  pour l'ajustement avec l'ensemble des paramètres libres des données de type flat-field-SPE à 1400V. Par ailleurs, on compare ici deux méthodes d'extraction de charge, PL et PG de gauche à droite. De haut en bas, nous utilisons des fenêtres d'intégration de 8, 10, 12 ns avec un décalage avant le pic de 4 ns. Sur chaque figure, la médiane ainsi que les 16- et 84-quantiles sont indiqués.  $\sigma$  représente la largeur entre ces quantiles. Une bande violette transparente centrée sur les distributions indique la largeur typique des erreurs sur la grandeur reconstruite, issue du profil de vraisemblance.



### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

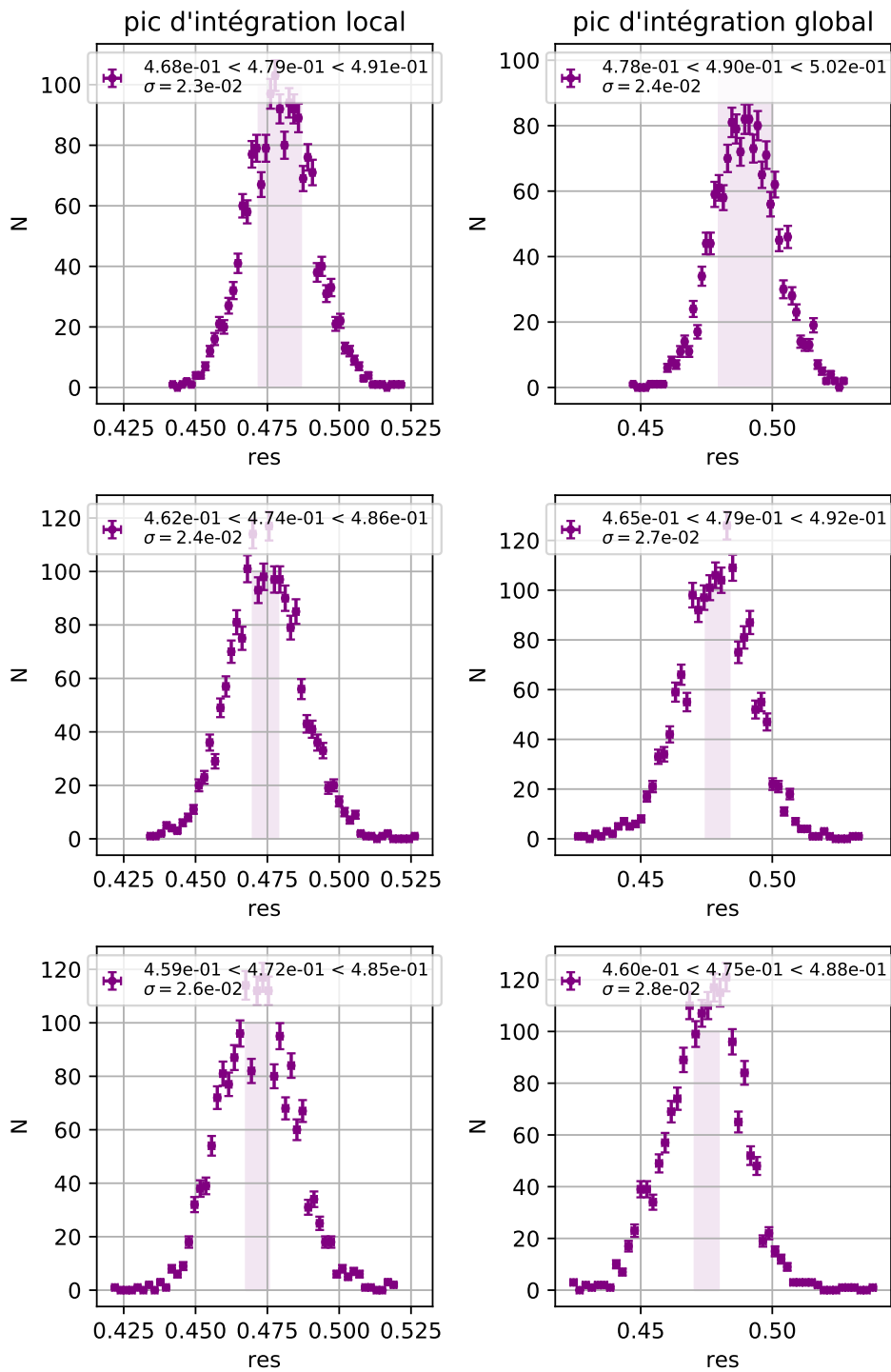


**Figure 3.19:** Distributions de  $p'$  pour l'ajustement avec l'ensemble des paramètres libres des données de type flat-field-SPE à 1400V. La description de la figure est la même que pour la figure 3.18

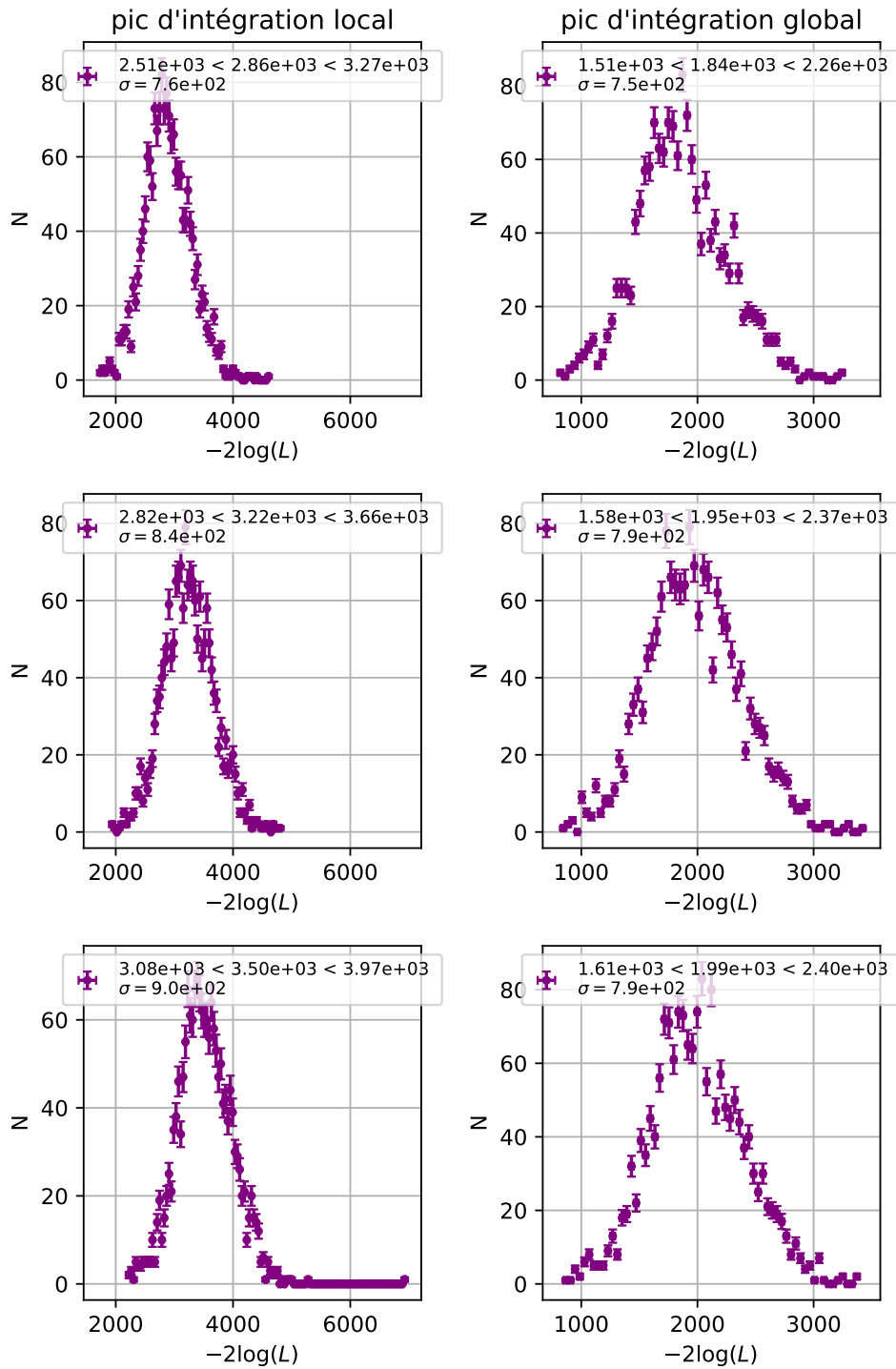


**Figure 3.20:** Distributions de  $n$  pour l'ajustement avec l'ensemble des paramètres libres des données de type flat-field-SPE à 1400V. La description de la figure est la même que pour la figure 3.18

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO



**Figure 3.21:** Distributions de *res* pour l'ajustement avec l'ensemble des paramètres libres des données de type flat-field-SPE à 1400V. La description de la figure est la même que pour la figure 3.18



**Figure 3.22:** Distributions de  $-2\log L$  pour l'ajustement avec l'ensemble des paramètres libres des données de type flat-field-SPE à 1400V. La description de la figure est la même que pour la figure 3.18

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

$p'$	$n$
0.454	0.713

**Table 3.3:** Valeurs fixées de  $p'$  et  $n$

#### Ajustement avec $n$ et $p'$ fixés (cas 2 du paragraphe 3.4.1.2):

Les paramètres sont donc fixés aux valeurs de la médiane des distributions obtenues pour la méthode PG avec une fenêtre de 8 ns de la section précédente, comme on peut le voir dans le tableau 3.3.

Comme on peut le voir dans le tableau 3.2, le fait de fixer  $p'$  et  $n$  permet de gagner un facteur 6 à 12 en temps d'exécution. De plus, cela permet de lever une grande partie de la dégénérescence et ainsi obtenir un taux de convergence de 1.

Les distributions des gains (voir B.1), de res (voir B.2) ainsi que de  $-2 \log L$  (voir B.3) sont présentées en annexe dans la section B.2.0.1. On pourra conclure que les distributions obtenues sur le gain avec les paramètres fixes et libres sont parfaitement compatibles. Nous pouvons faire le même constat en comparant les méthodes d'extraction. De plus, au regard des valeurs de  $-2 \log L$ , les valeurs sont quasiment identiques pour une méthode d'extraction ses caractéristiques (taille de fenêtre), pour les modèles avec paramètres libres ou fixés.

Pour conclure, on peut donc raisonnablement dans la suite se restreindre à l'utilisation des ajustements avec  $p'$  et  $n$  fixés aux valeurs que nous avons déterminées ici.

#### 3.4.1.4 Ajustement des données de type *flat-field-SPE*

L'objectif ultime est la détermination du coefficient  $G_{HG}$  à la tension nominale. Comme nous l'avons décrit plus tôt dans la partie 3.4.1.2, pour ce faire nous disposons de deux méthodes dont nous allons présenter les résultats ci-après.

#### Ajustement avec $n$ et $p'$ fixés et res repris d'un ajustement à 1400 V (cas 3 du paragraphe 3.4.1.2):

On se trouve ici dans le cas du 3<sup>e</sup> point de 3.4.1.2. La résolution du SPE res est fixée pour chaque pixel à sa valeur ajustée pour une acquisition à 1400 V. Comme on peut le voir dans le tableau 3.2 cette méthode est alors très efficace en terme de temps de calcul. La convergence dépasse les 99%. On peut voir sur la figure 3.23 les distributions du gain obtenu dans la voie HG. On peut constater que les distributions sont centrées autour de 60 ADC/PE, ce qui est la valeur nominale par construction de la NectarCAM. On remarque de plus que la valeur typique des erreurs sur l'estimation du gain, indiquée par la zone en transparence violette, est bien plus fine que la largeur de la distribution sur l'entièreté de la caméra. Cela indique à la fois que la valeur du gain doit être correctement ajustée par pixel, mais aussi que les erreurs sur le gain sont négligeables. En comparant les deux méthodes d'extraction de la charge, on peut faire la même remarque que faite plus haut concernant les ajustements sur les données

*flat-field-SPE* à 1400V, à savoir qu'elles sont compatibles. Cependant, ici encore, en se basant sur les distributions de  $-2 \log L$  (voir fig. B.4), on constate que la méthode PG est meilleure que la seconde, en particulier avec une fenêtre d'intégration de 8 ns.

*Remarque : On ne fera pas l'erreur de comparer les vraisemblances entre les figures B.4 et B.3, comme on pouvait le faire entre les figures B.3 et 3.22, car elles sont cette fois calculées sur différentes données.*

**Ajustement avec  $n$  et  $p'$  fixés sur des données de type *flat-field-SPE*** (cas 4 du paragraphe 3.4.1.2):

Bien que cette méthode ne soit pas proposée dans Caroff et al. (2019), on peut constater visuellement, sur la reconstruction des distribution de charges pour une acquisition de type *flat-field-SPE*, sur la figure 3.24, que pour la méthode PG avec une fenêtre d'intégration de 8 ns, que la composante SPE se détache de celle du piédestal. On a donc voulu savoir si avec cette configuration d'extraction de charge, l'algorithme d'ajustement du pic SPE était capable de converger et de reconstruire une valeur de gain comparable avec celle obtenue dans le paragraphe précédent. Les distributions des gains, de la résolution  $res$  ainsi que de  $-2 \log L$  sont présentées respectivement sur les figures 3.25, 3.26 et 3.27.

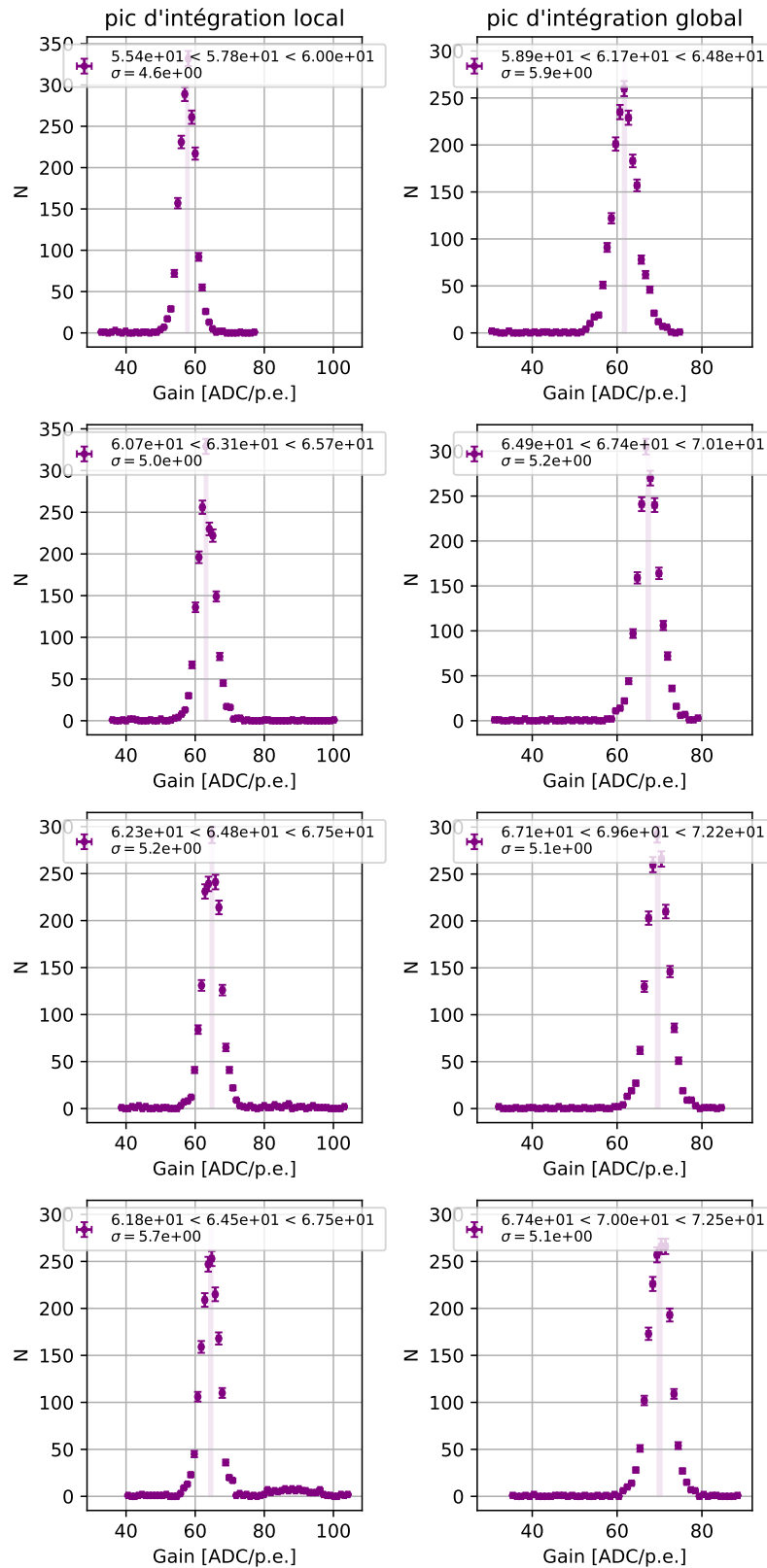
On peut alors remarquer en comparant les vraisemblances entre cette méthode (fig. 3.27) et la méthode du paragraphe précédent (fig. B.4) que l'ajustement à la tension nominale sans fixer la résolution avec les données à 1400 V est sensiblement meilleure. Cette constatation vient du fait que les distributions de la résolution reconstruite à partir des données prises à la tension nominale (voir fig.3.26) et celles à 1400 V (voir fig.B.2) sont différentes, et ce indépendamment de la méthode d'extraction de charge. On peut pour preuve voir qu'il y a un biais systématique entre les deux valeurs de  $res$ , indiqué par la figure B.5. La valeur de la résolution est plus grande à la tension nominale qu'à 1400 V, ce qui est en accord avec l'évolution de la résolution en fonction de la tension sur la figure 4 de Caroff et al. (2019). Ainsi, les ajustements à la tension nominale faits en fixant  $res$  avec sa valeur ajustée à 1400 V est par construction sous-optimale.

Cependant, si on regarde maintenant la figure 3.28, on voit que la méthode PG est encore une fois supérieure à la méthode PL. En particulier pour une fenêtre d'intégration de 10 et 12 secondes, on observe que le gain d'une grande partie des pixels est mal reconstruit avec cette dernière. Ici aussi on remarque que la corrélation est d'autant meilleure que la fenêtre d'intégration est faible, avec un cas quasi idéal pour 8 ns.

#### 3.4.1.5 Conclusion sur la calibration du gain par la méthode d'ajustement du pic SPE

Dans la partie 3.4.1, nous avons donc passé en revue en détail la calibration du gain par ajustement de pic SPE. Nous avons validé l'hypothèse faite dans Caroff et al. (2019) de l'invariance des paramètres  $p'$  et  $n$  d'un pixel à l'autre. Nous avons aussi

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO



**Figure 3.23:** Distributions de  $G_{HG}$  pour l'ajustement à la tension nominale combinée avec les données à 1400 V. Les données ajustées sont donc de type flat-field-SPE. Ici  $p'$  et  $n$  sont fixés pour l'ensemble de la caméra, res est ajustée à partir des données de type flat-field-SPE à 1400V. La description de la figure est la même que pour la figure 3.18.

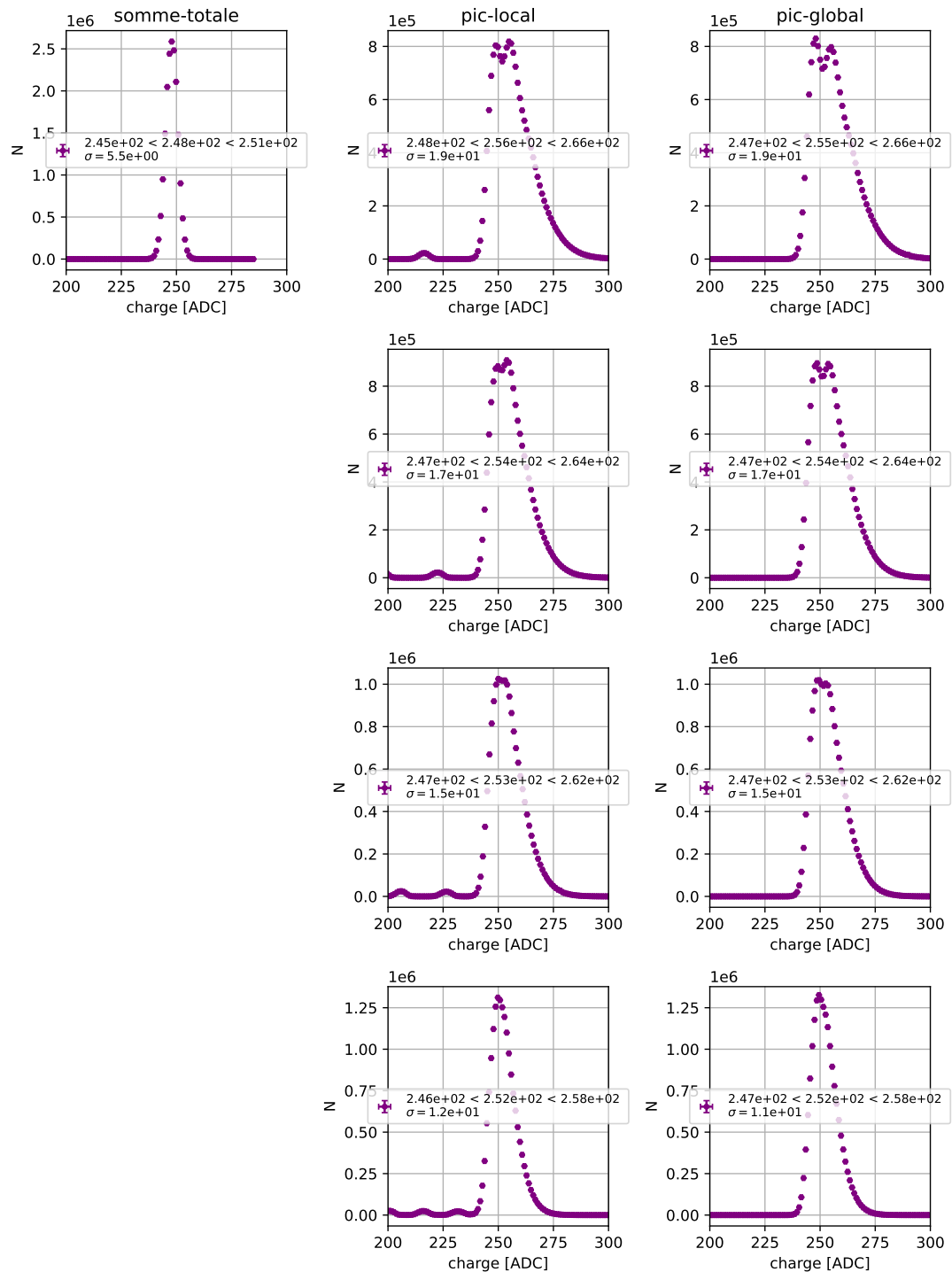
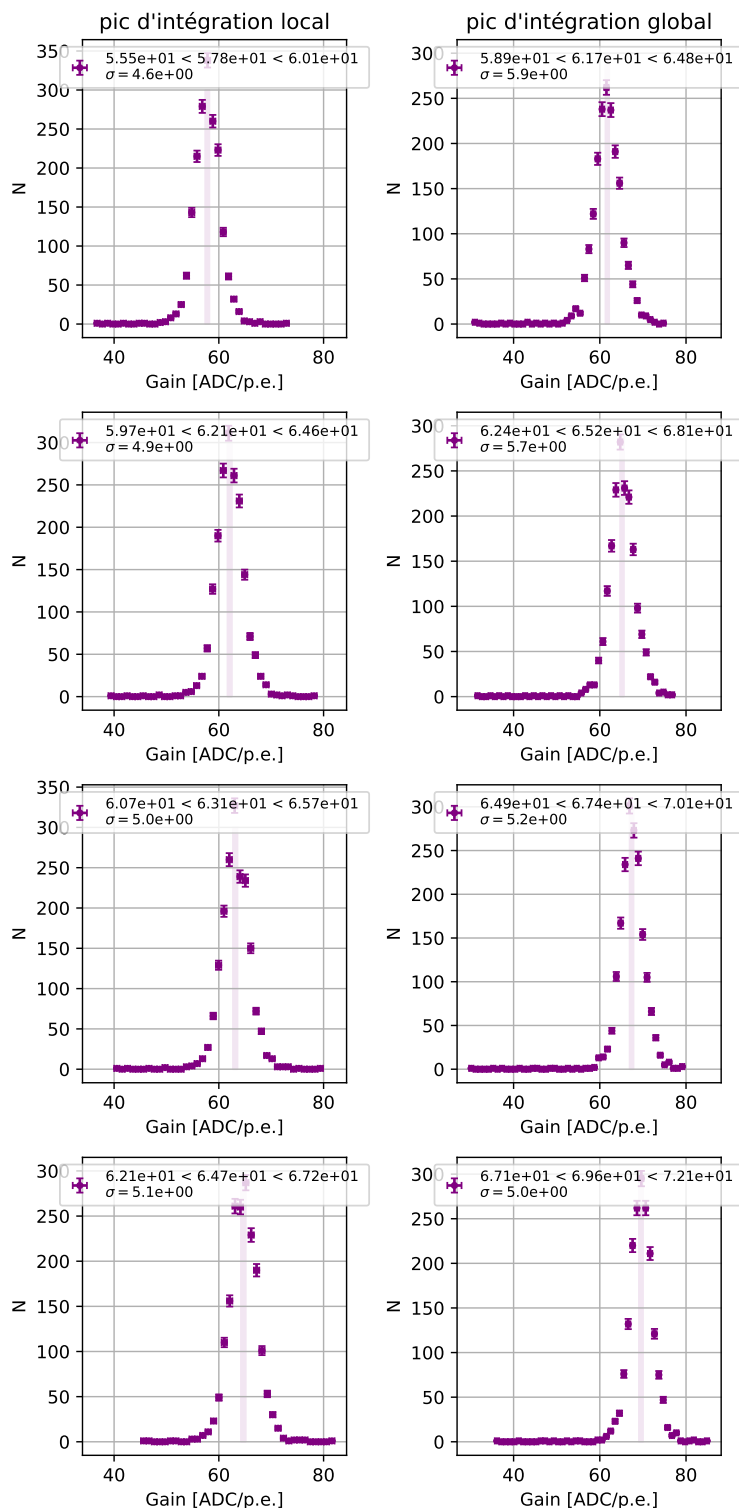


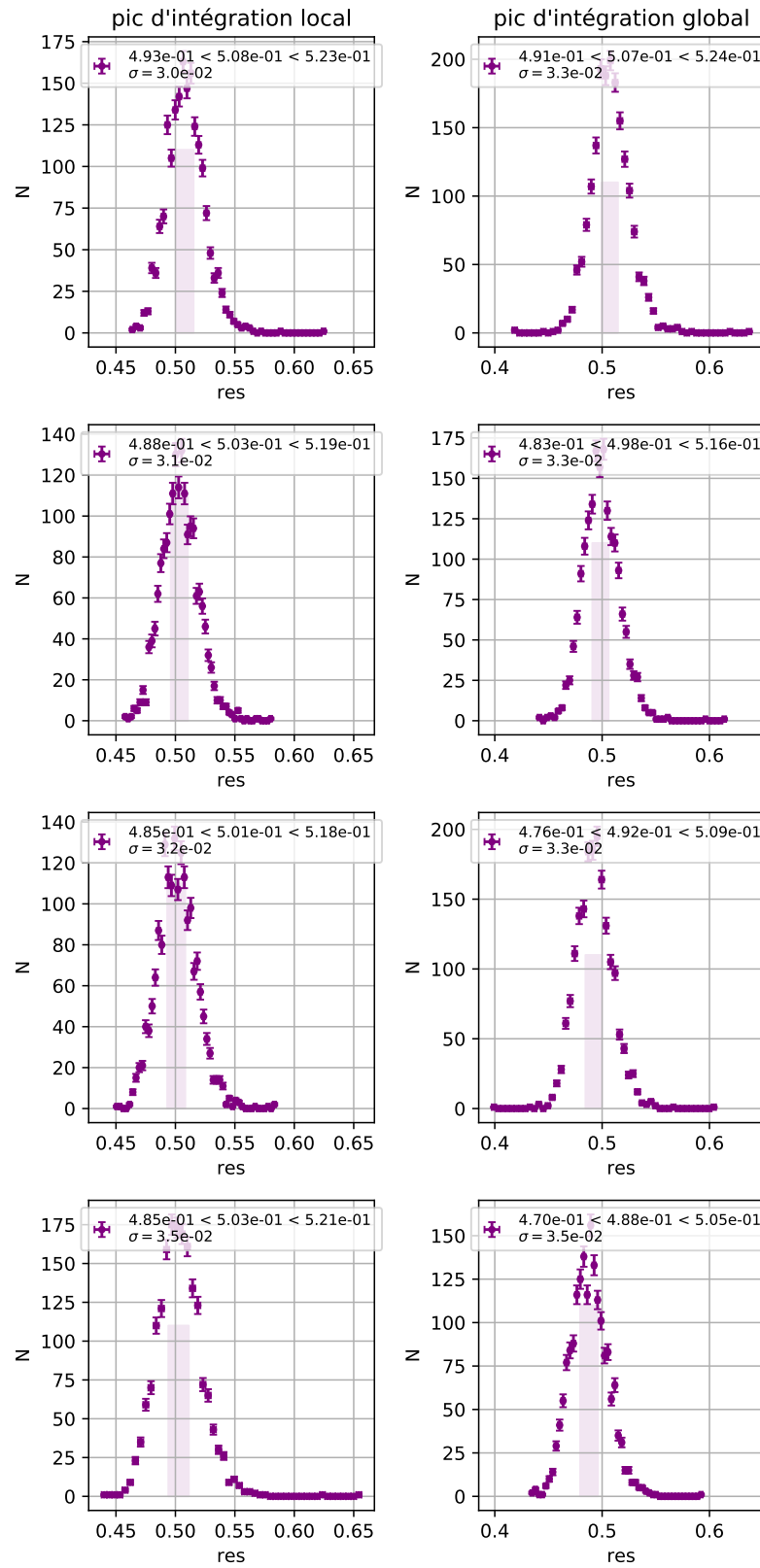
Figure 3.24: La description de la figure est la même que pour 3.14, pour une acquisition de type flat-field-SPE



### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

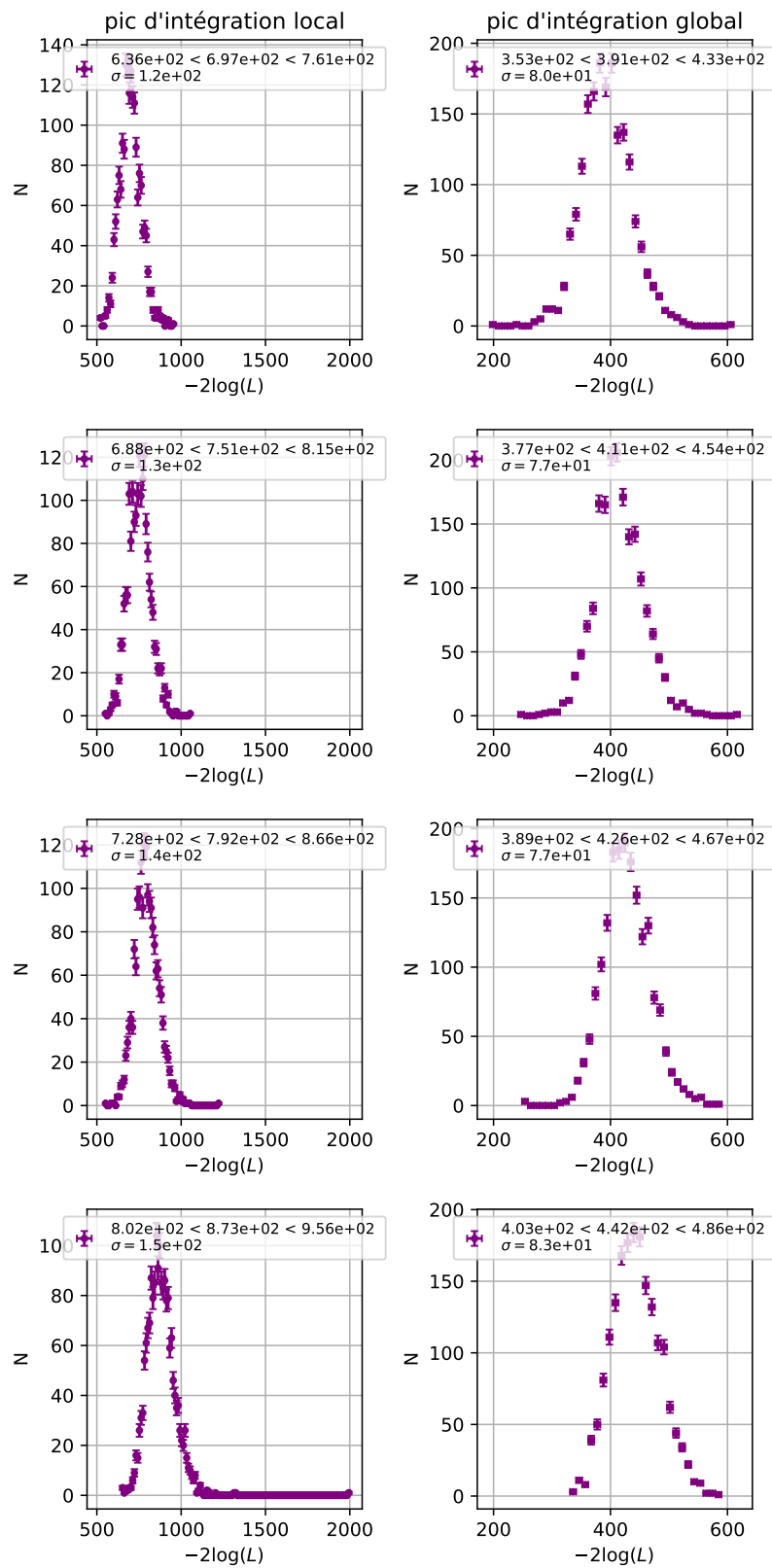


**Figure 3.25:** Distributions de  $G_{HG}$  pour l'ajustement à la tension nominale uniquement. Par ailleurs, on compare ici deux méthodes d'extraction de charge, PL et PG de gauche à droite. De haut en bas on a des fenêtres d'intégration de 8, 9, 10 et 12 ns avec un décalage avant le pic de 4 ns. Sur chaque figure, la médiane ainsi que les 16- et 84-quantiles sont indiqués.  $\sigma$  représente la largeur entre ces quantiles. Une bande violette transparente centrée sur les distribution indique la largeur typique des erreurs sur la grandeur reconstruite, issue du profil de vraisemblance.

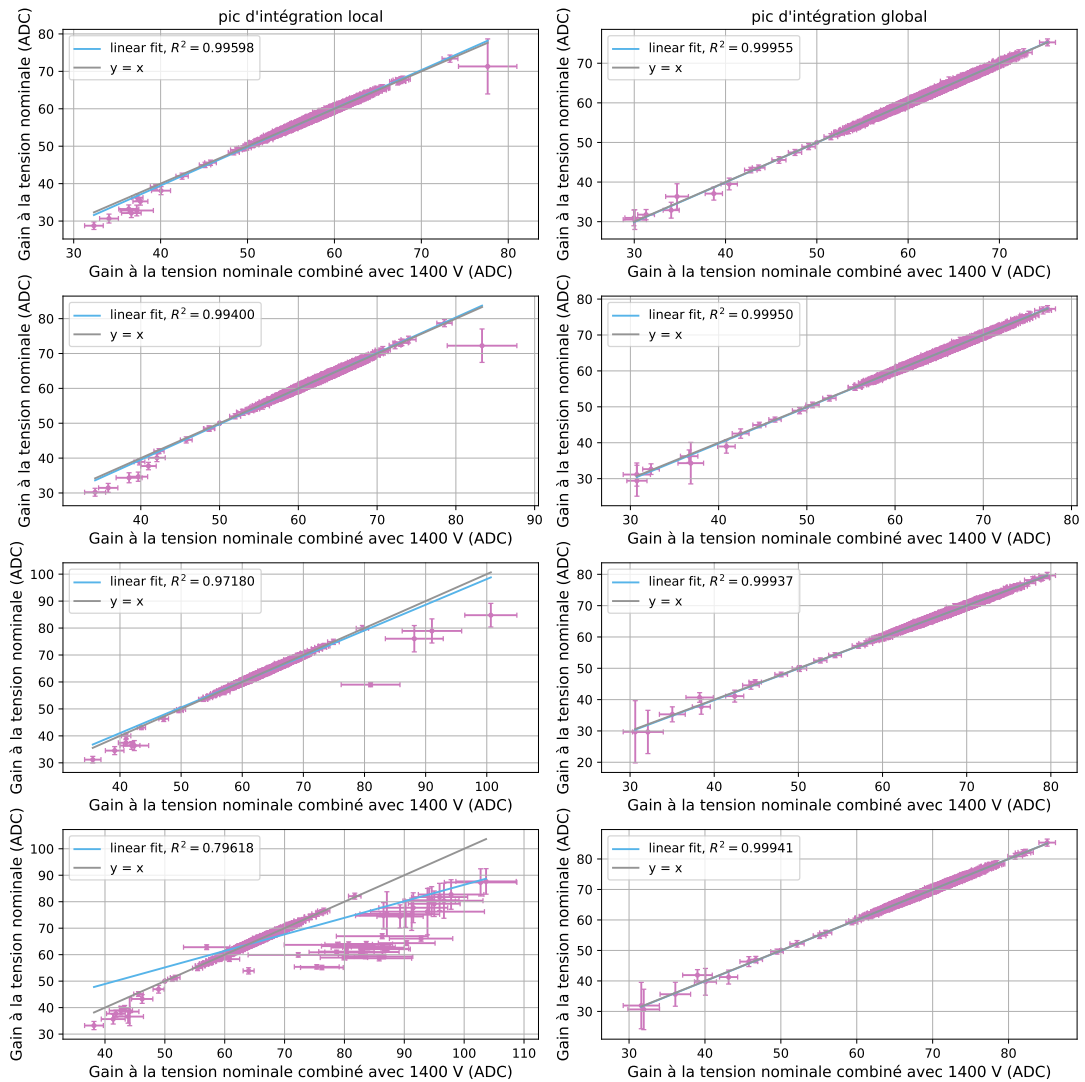


**Figure 3.26:** Distributions de res pour l'ajustement à la tension nominale uniquement. La description de la figure est la même que pour la figure 3.25

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO



**Figure 3.27:** Distributions de  $-2 \log L$  pour l'ajustement à la tension nominale uniquement. La description de la figure est la même que pour la figure 3.25



**Figure 3.28:** Corrélation entre les gains  $G_{HG}$  calculés pour les données flat-field-SPE à 1400V et flat-field-SPE. Les points en rose représentent les valeurs calculées pour chacun des pixels, avec l'erreur associée sur la reconstruction du gain. La droite d'équation  $y=x$  est indiquée en gris. En vert on voit un ajustement linéaire fait sur les points roses, avec son coefficient de corrélation. De gauche à droite, on trouve les méthodes d'extraction de charge PL et PG, avec de haut en bas les fenêtres d'intégration de 8, 9, 10 et 12 ns.

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

méthode d'ajustement	données à 1400 V	données à la tension nominale uniquement	données combinées à la tension nominale et à 1400 V
Erreur médiane sur le gain	0.69%	1.38%	1.35%

**Table 3.4:** Tableau comparatif de l'erreur sur le calcul du gain à la tension nominale avec ou sans les données à 1400 V

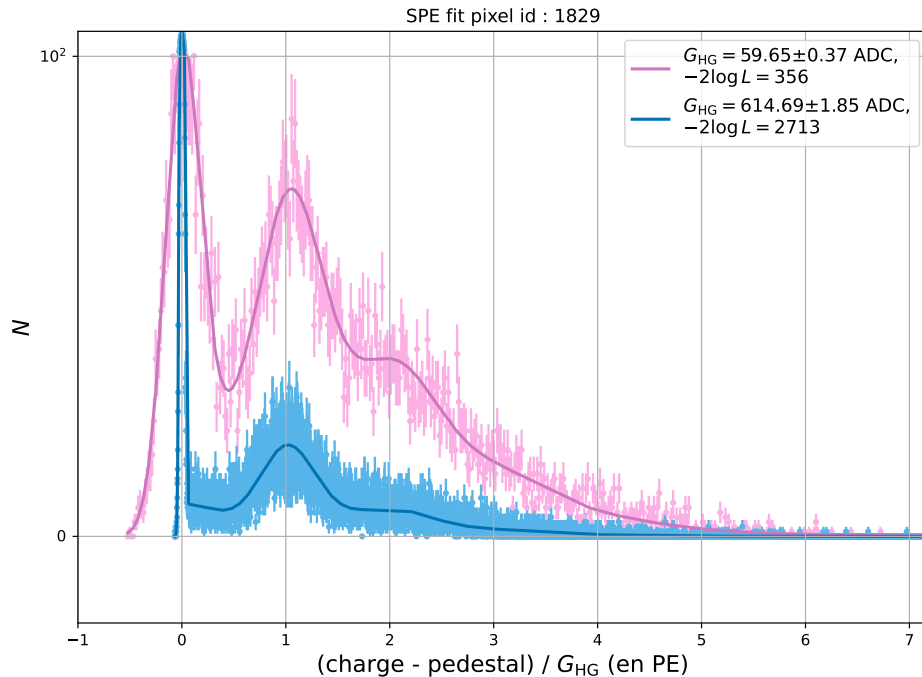
pu implémenter la méthode d'ajustement du pic SPE pour reconstruire le gain à la tension nominale, à la fois de manière combinée avec un ajustement de données prises à 1400 V, mais aussi en se dispensant de cette contrainte. Un exemple de l'ajustement obtenu pour des données *flat-field-SPE* et *flat-field-SPE* à 1400V pour un pixel particulier (ici le 1829) est présenté sur la figure 3.29. Le même pixel ajusté sans prendre en compte les contraintes à 1400 V est présenté sur la figure 3.30. On peut voir que l'erreur sur la reconstruction du gain est de 1.3%. Calculée sur toute la caméra, l'erreur médiane sur le gain, en utilisant la méthode d'extraction de charge PG avec une fenêtre de 8 ns, est donnée dans le tableau 3.4. Cette erreur est la même que celle calculée par Caroff et al. (2019), ce qui valide en passant notre implémentation dans NECTARCHAIN.

Tout au long de cette partie, nous avons comparé les différentes méthodes d'extraction de la charge, en les étudiant spécifiquement pour la calibration du gain avec la méthode d'ajustement du pic SPE. Il ressort, par plusieurs arguments, que la méthode d'extraction PG avec une fenêtre d'intégration de 8 ns est la meilleure à bien des égards.

#### 3.4.2 Calibration du gain par la méthode photo-statistique

La méthode de calibration photo-statistique, présentée dans 3.1.2.4, a été implémentée dans NECTARCHAIN. Pour l'appliquer, il faut donc une acquisition de type piédestal, une de type *flat-field*, et une valeur de résolution du SPE comme on peut le voir sur l'équation 3.2. Dans la suite nous utilisons donc l'observation de piédestal 3938 et l'observation de *flat-field* 3937. Concernant la valeur de la résolution, elle est propre à chaque pixels, nous prenons donc la valeur de la résolution calculée par la méthode de l'ajustement du pic SPE pour des données de type *flat-field-SPE*, celles de l'observation 3936, décrite par le 4<sup>e</sup> point du paragraphe 3.4.1.2). Au regard des conclusions faites dans la section 3.4.1.5, nous utilisons la résolution calculée avec la méthode d'extraction de charge PG avec une fenêtre d'intégration de 8 ns. De même dans la suite, nous comparerons les résultats obtenus avec la méthode photo-statistique avec ceux obtenus avec la méthode d'ajustement du SPE avec cette configuration.

Le temps d'exécution de la méthode photo-statistique, sans prendre en compte la

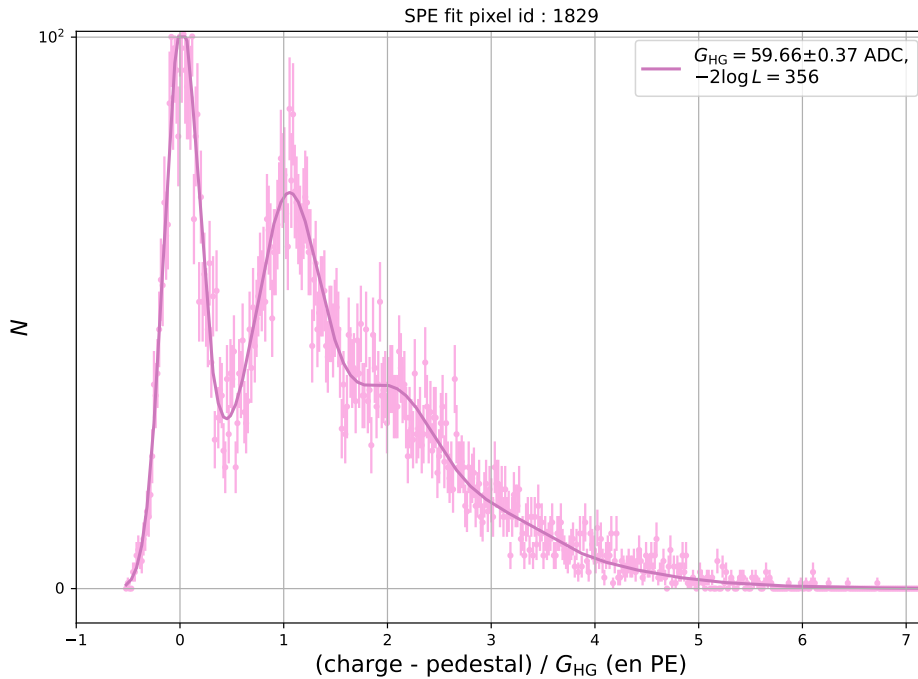


**Figure 3.29:** Distributions dans un pixel (le 1829) de la charge pour une observation flat-field-SPE à 1400V (en bleu) et flat-field-SPE (en rose) avec les ajustements du pic SPE représentés par des lignes de même couleur. L'axe des abscisses est ici indiqué en PE, la charge à été soustraite du piédestal, et le tout est divisé par  $G_{HG}$ . La charge est extraite avec la méthode PG et une fenêtre d'intégration de 8 ns.

lecture des évènements, est de l'ordre de la seconde pour l'ensemble de la caméra, ce qui en fait une méthode de calcul du gain bien plus rapide que la méthode d'ajustement du pic SPE.

Nous allons ici aussi étudier l'effet induit par la méthode d'extraction ainsi que la taille de la fenêtre d'intégration. Pour l'analyse des données de type flat-field, nous comparerons uniquement les méthodes PG et PL, mieux adaptées à ce type de données, comme nous l'avons vu dans 3.3.3. Pour les données de type piédestal, comme indiqué dans 3.3.2, nous utiliserons systématiquement la méthode d'extraction ST. La distribution des gains dans le canal HG est représentée sur la figure 3.31. On voit que les deux méthodes d'extraction s'accordent parfaitement, avec un effet d'augmentation de la valeur médiane du gain avec la taille de la fenêtre d'intégration, cette effet est d'autant plus marqué pour la méthode PL. La largeur des distributions est sensiblement plus faible pour des fenêtres plus courtes. Cependant, il est ici difficile de conclure si une méthode est meilleure que l'autre.

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

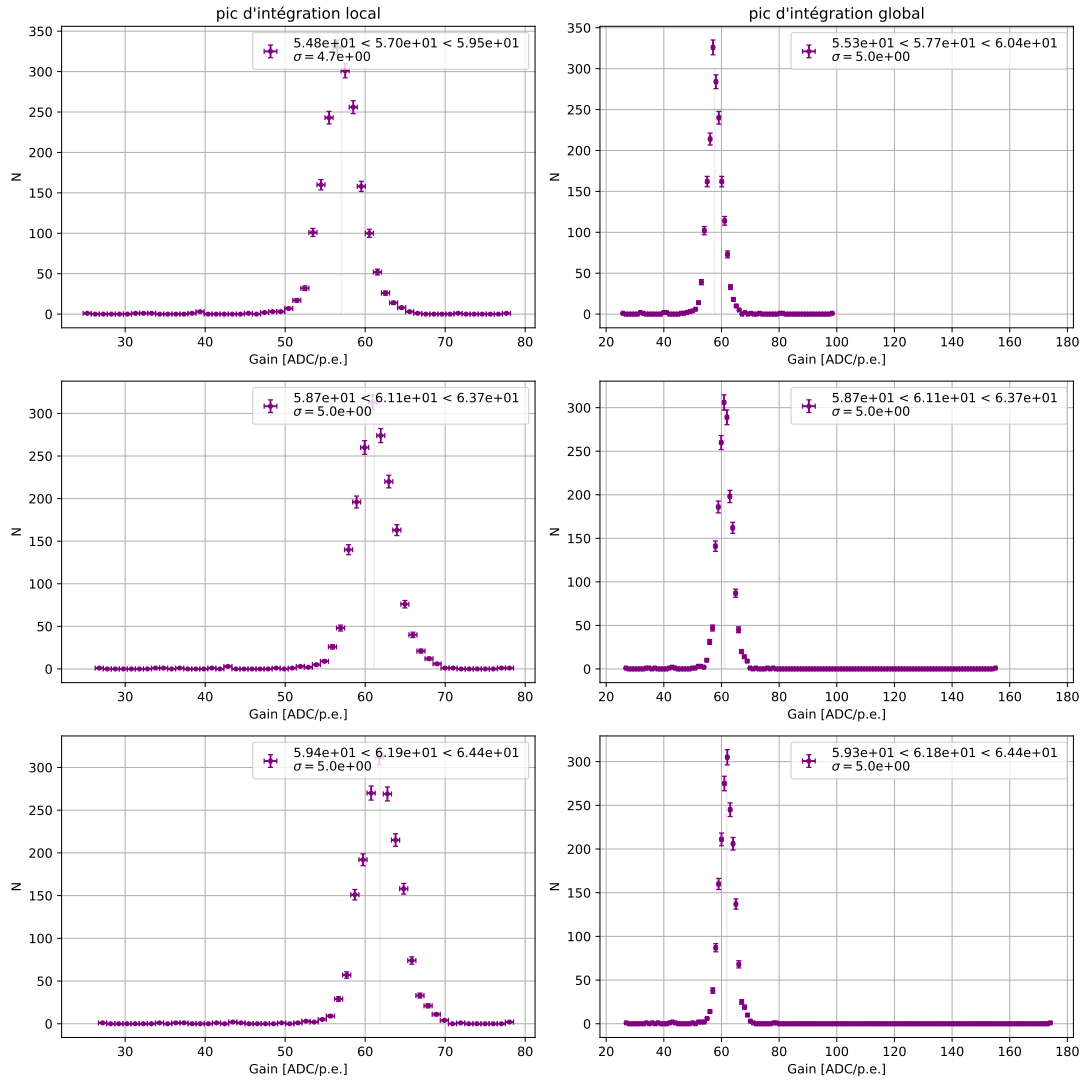


**Figure 3.30:** La description de la figure est la même que pour la figure 3.29. Cette fois la courbe est ajustée uniquement sur les données de type flat-field-SPE, sans prendre en compte l'ajustement à 1400 V.

#### 3.4.3 Comparaison des deux méthodes de reconstruction du gain

Pour aller plus loin, nous allons donc comparer les deux méthodes de calibration du gain que nous avons présentées dans ce chapitre, pour ce faire, on peut regarder la corrélation entre le gain calculé dans un pixel pour la méthode photo-statistique et la méthode d'ajustement du SPE. Une telle comparaison est faite sur la figure 3.32, on voit alors que la corrélation entre les gains calculés pour chacune des méthodes est assez bonne, il y a un biais visible pour la fenêtre d'intégration de 8 ns, pour les deux méthodes d'extraction de charge. On remarque aussi que plus cette fenêtre augmente, plus la distribution semble s'élargir. Pour quantifier ces effets, on peut alors regarder la distribution de la différence entre le gain calculé avec la méthode photo-statistique, et celui avec la méthode d'ajustement du SPE, comme on peut le voir sur la figure 3.33. On voit alors que pour les deux méthodes avec une fenêtre de 8 ns, il y a un biais de 4.8 ADC dans la reconstruction du gain. Ce biais disparaît avec une fenêtre d'intégration plus grande.

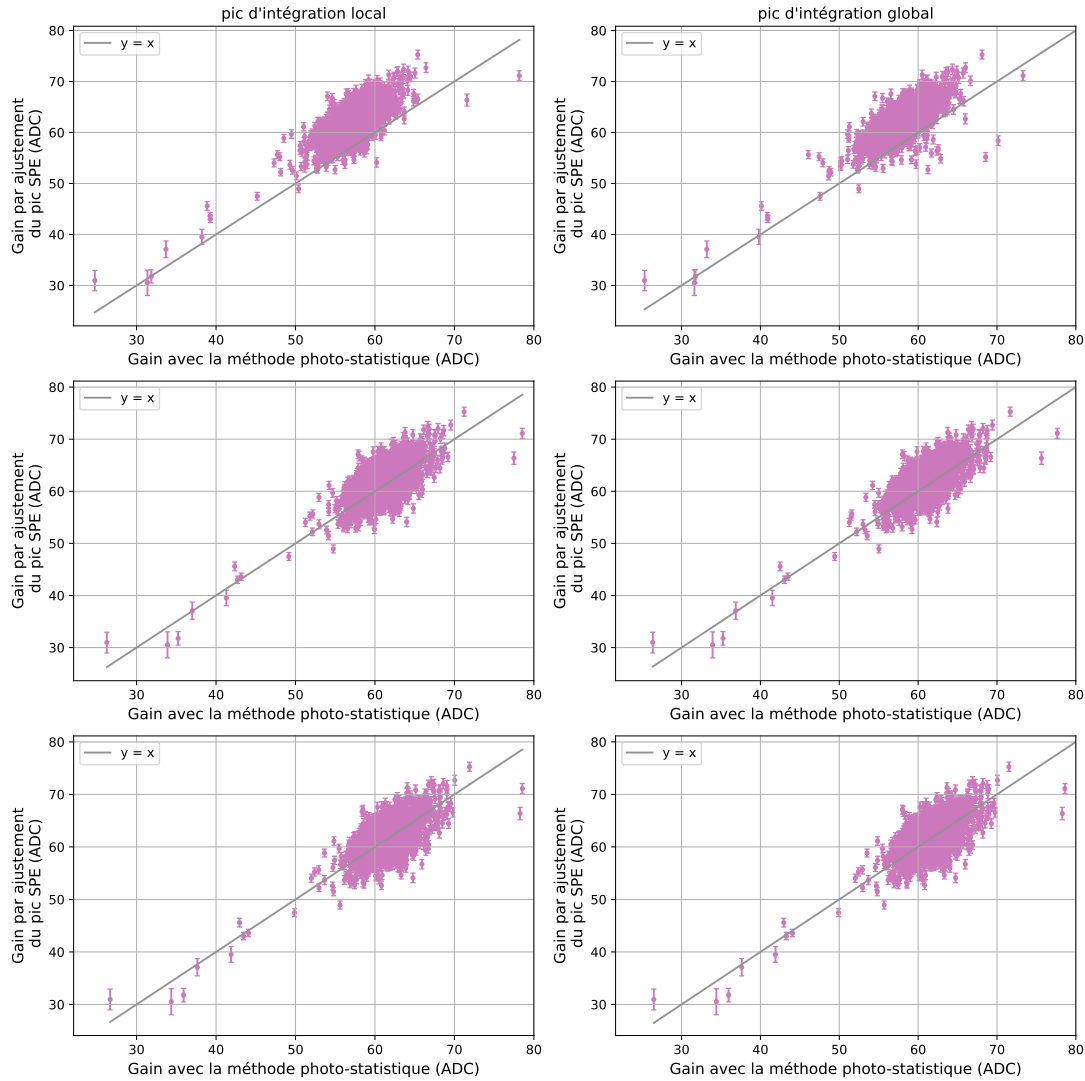
Cependant, ici on souhaite avoir une méthode alternative à l'ajustement du SPE qui présente une corrélation maximale. Un potentiel biais peut être quantifié par des études comme celles menées ici, et alors être parfaitement maîtrisé. Dans ce sens on



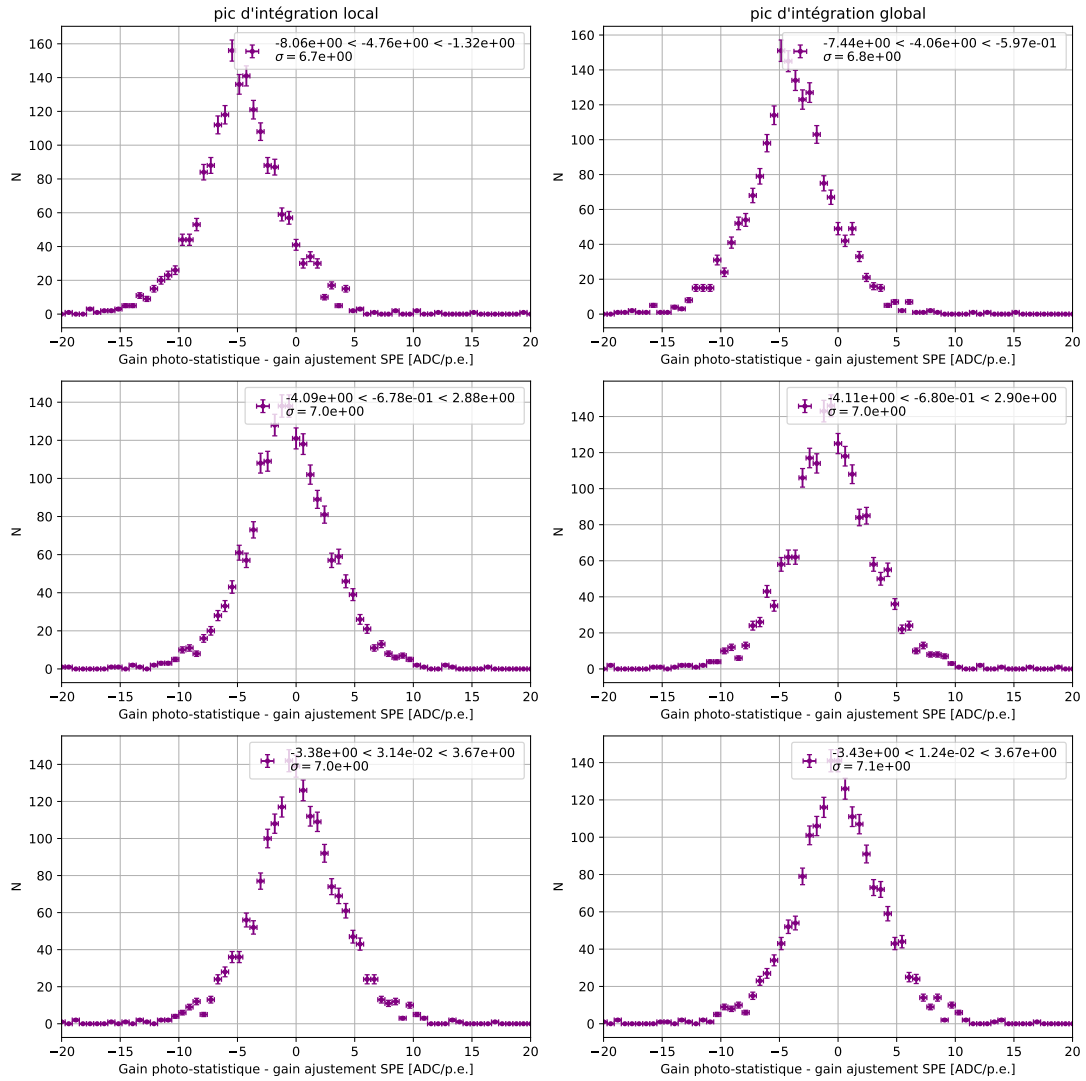
**Figure 3.31:** Distributions de  $G_{HG}$  calculé avec la méthode photo-statistique appliquée aux données de type flat-field-SPE. Par ailleurs, on compare ici deux méthodes d'extraction de charge, *PL* et *PG* de gauche à droite. De haut en bas on a des fenêtres d'intégration de 8, 12, 16 ns avec un décalage avant le pic de 4 ns. Sur chaque figure, la médiane ainsi que les 16- et 84-quantiles sont indiqués.  $\sigma$  représente la largeur entre ces quantiles. Une bande violette transparente centrée sur les distributions indique la largeur typique des erreurs sur la grandeur reconstruite, issue du profil de vraisemblance.



### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO

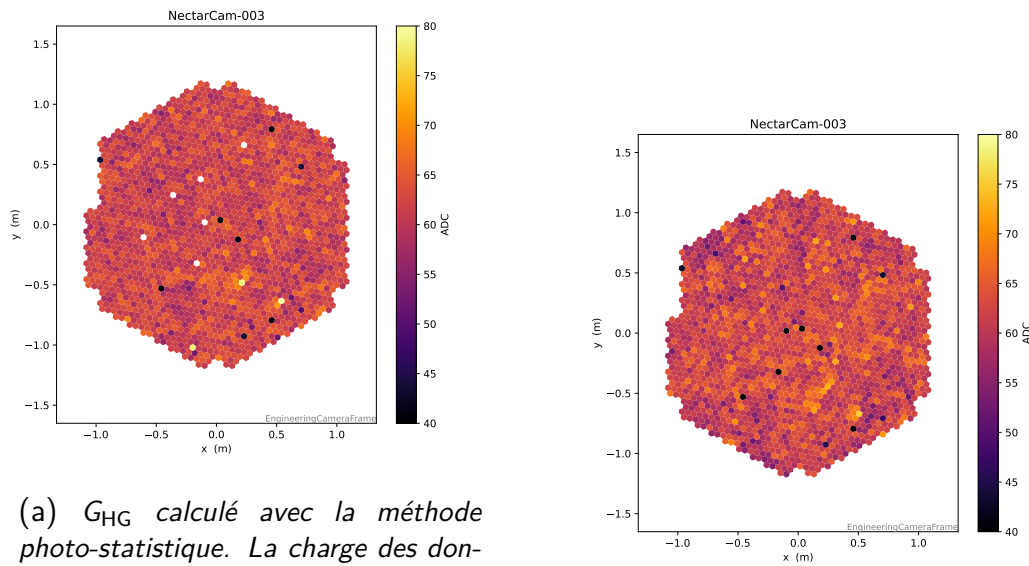


**Figure 3.32:** Corrélation entre le gain  $G_{HG}$  calculé avec la méthode d'ajustement du pic SPE, appliquée aux données de type flat-field-SPE, et la méthode photo-statistique. Par ailleurs, on compare ici deux méthodes d'extraction de charge pour les données flat-field utilisées pour la méthode photo-statistique, PL et PG de gauche à droite. De haut en bas on a des fenêtres d'intégration de 8, 12, 16 ns avec un décalage avant le pic de 4 ns. Les gains reconstruits pour la méthode d'ajustement du pic SPE sont uniquement basés sur l'extraction de charge PG avec un fenêtre de 8 ns. Une ligne grise représente la droite d'équation  $y = x$ .



**Figure 3.33:** Distributions de l'écart entre le gain  $G_{HG}$  calculé avec la méthode photo-statistique et la méthode d'ajustement du pic SPE, appliquée aux données de type flat-field-SPE. Par ailleurs, on compare ici deux méthodes d'extraction de charge pour les données flat-field utilisées pour la méthode photo-statistique, PL et PG de gauche à droite. De haut en bas on a des fenêtres d'intégration de 8, 12, 16 ns avec un décalage avant le pic de 4 ns. Les gains reconstruits pour la méthode d'ajustement du pic SPE sont uniquement basés sur l'extraction de charge PG avec une fenêtre de 8 ns.

### 3. Calibration de la NectarCAM, caméra qui équipera les MST du site nord de CTAO



(a)  $G_{HG}$  calculé avec la méthode photo-statistique. La charge des données de type piédestal à été extraite avec la méthode *ST*, et celle des données de type flat-field avec la méthode *PG* et une fenêtre d'intégration de 8 ns.

(b)  $G_{HG}$  calculé avec l'ajustement du *SPE*. La charge à été extraite avec la méthode *PG* et une fenêtre d'intégration de 8 ns.

**Figure 3.34:** Représentation des gains  $G_{HG}$  pour l'ensemble des pixels de la caméra. L'échelle de couleur indique les valeurs du gain en *ADC*.

peut alors voir que la distribution avec la largeur la plus fine correspond à la méthode d'extraction *PL*, avec une fenêtre de 8 ns.

On pourra donc utiliser la méthode photo-statistique pour calibrer le gain, en sachant que le gain reconstruit avec celle-ci sera plus faible d'environ 5 *ADC* que celui reconstruit par ajustement du *SPE*.

On peut de plus vérifier que les gains reconstruits pour les deux méthodes ne présentent pas d'effet de biais spatial sur l'ensemble de la caméra. On voit en effet sur la figure 3.34 que les distributions sont uniformes sur l'ensemble de la NectarCAM.

## 3.5 Conclusion

Ce chapitre a porté sur l'étude de la calibration de NectarCAM. Mon implication dans le développement du code de calibration, inclus dans *NECTARCHAIN*, a été décrit. La calibration du gain, via l'utilisation de deux méthodes, l'ajustement du *SPE* et la méthode photo-statistique, a été profondément optimisée pour être exécutée en des temps de l'ordre de la dizaine de minutes pour l'ensemble de la caméra, par rapport à un temps initial de l'ordre de la journée pour seulement une cinquantaine de pixels.

Nous avons en particulier dans ce chapitre mené l'étude des différentes méthodes d'extraction de la charge, principalement au regard de la calibration du gain. On a ainsi pu montrer qu'en utilisant la méthode d'extraction *PG* avec une fenêtre d'intégration

fenêtre d'intégration (en ns) et méthode	$G_{HG,PS}$ (en ADC/p.e.)	$G_{HG,SPE}$ (en ADC/p.e.)	biais moyen (en ADC/p.e.)	dispersion du biais (en ADC/p.e.)	$-2 \log L$	res
8 - PL	$57.0 \pm 4.7$	$57.8 \pm 4.6$	-4.8	6.7	697	$0.508 \pm 0.030$
10 - PL		$63.1 \pm 5.0$			792	$0.501 \pm 0.032$
12 - PL	$61.1 \pm 5.0$	$64.7 \pm 5.1$	-0.7	7.0	873	$0.503 \pm 0.035$
8 - PG	$57.7 \pm 5.0$	$61.7 \pm 5.9$	-4.1	6.8	391	$0.507 \pm 0.033$
10 - PG		$67.4 \pm 5.2$			426	$0.492 \pm 0.033$
12 - PG	$61.1 \pm 5.0$	$69.6 \pm 5.0$	-0.7	7.0	442	$0.488 \pm 0.035$

**Table 3.5:** Résultats principaux pour l'étude de la calibration du gain de la NectarCAM.  $G_{HG,PS}$  et  $G_{HG,SPE}$  font référence au gain du canal HG calculé pour les méthodes PS et ajustement SPE avec seulement les données prises à la tension nominale et  $n$  et  $p'$  fixés. On trouve aussi le biais entre ces deux méthodes ainsi que la résolution du SPE et la médiane de la distribution des likelihood pour l'ajustement du SPE. Pour rappel, l'erreur sur l'estimation du gain propre à chaque pixel est de l'ordre d'1 ADC/p.e.

de 8 ns, il est possible de s'affranchir de la prise de données de type *flat-field-SPE* à 1400V pour calibrer le gain avec l'ajustement du SPE, à l'inverse de ce qui était indiqué dans Caroff et al. (2019).

Nous avons finalement montré que la méthode photo-statistique, dont la charge des données *flat-field* est extraite avec la méthode PL avec une fenêtre de 8 ns, permet de calibrer le gain efficacement, avec un temps typique d'exécution de quelques secondes. De plus, nous avons montré une franche corrélation entre les gains reconstruits avec les deux méthodes, avec un biais quantifié entre 4 et 5 ADC.

Les résultats majeurs concernant la calibration du gain sont résumés dans le tableau 3.5.



## **Part III**

# **Étude des noyaux actifs de galaxies avec le Čerenkov Telescope Array**



Après avoir introduit dans la partie I l'astronomie  $\gamma$  ainsi que l'émission aux VHE des blazars, cette partie va décrire une partie majeure de mon travail de thèse, celle destinée à l'étude des perspectives offertes par CTA quant à la caractérisation de la variabilité des blazars. Dans le premier chapitre, 4, les motivations pour l'étude de la variabilité d'AGN avec CTA seront présentées ainsi que la description du code de simulation et d'analyse développé à cette fin. L'étude des perspectives quant à la caractérisation du comportement à long terme des blazars est menée dans le chapitre 5. Le chapitre suivant 6 se focalisera quant à lui sur l'étude de la variabilité rapide des blazars. Pour finir, dans le chapitre 7 nous étudierons un blazar via une extrapolation aux VHE basée sur des données de *Fermi*-LAT.





---

# Développement d'un code de simulation et d'analyse d'observation d'AGN avec CTAO

---

## Sommaire

---

4.1	Motivations	124
4.1.1	Les nouvelles perspectives apportées par CTAO	124
4.1.2	Les blazars : cas scientifique d'intérêt majeur de CTAO	124
4.2	GAMMAPY: le software pour analyser les données de CTAO	126
4.3	Comparaison de l'analyse 1D et 3D appliquée aux blazars	127
4.3.1	Les blazars sont des sources ponctuelles aux VHE	127
4.3.2	Description de l'étude	128
4.3.3	Conclusion	129
4.4	CTAAGNVAR: le code de simulation et d'analyse des observations de blazars avec CTAO	129
4.4.1	Utilisation de modèle d'AGN temporellement variables	130
4.4.2	Paramétrisation des simulations	130
4.4.3	Génération de la séquence d'observation	133
4.4.4	Simulation des événements $\gamma$	135
4.4.5	Ajustement spectral	140
4.4.6	Reconstruction d'une courbe de lumière	145
4.4.7	Estimateurs de variabilité	148

---

## 4.1 Motivations

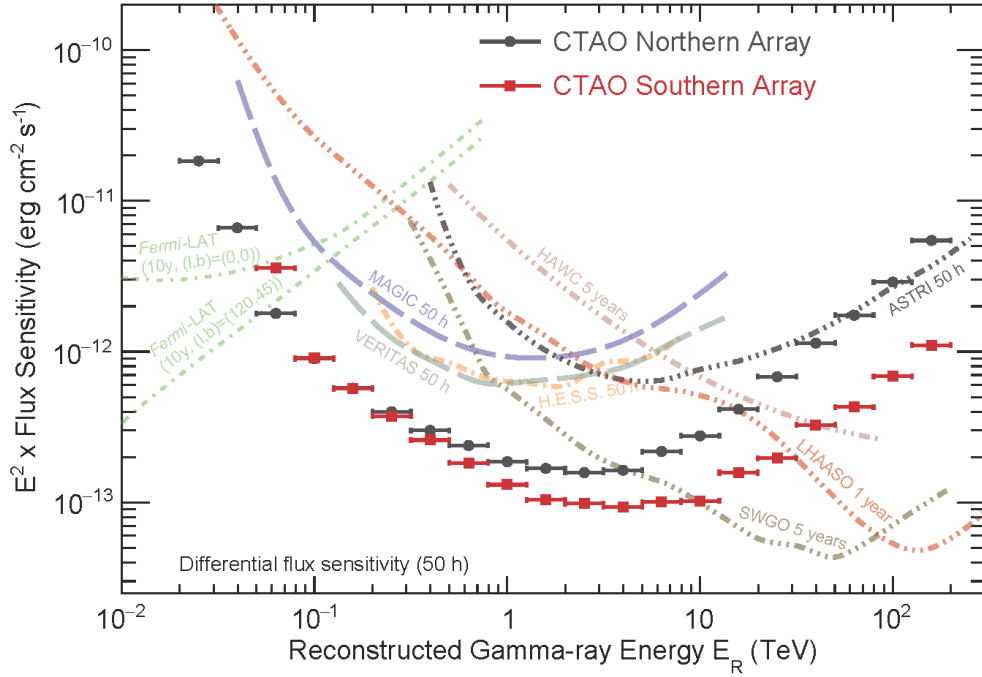
### 4.1.1 Les nouvelles perspectives apportées par CTAO

Comme présenté dans le chapitre 2, CTAO constituera la nouvelle génération de télescope Čerenkov et sera plus sensible que la génération actuelle d'IACT d'un facteur 5 à 10 en fonction de l'énergie. On peut en effet voir sur la figure 4.1 les courbes de sensibilité de CTAO pour les sites nord et sud, qui indiquent une nette amélioration de la sensibilité comparée à celles de H.E.S.S., MAGIC et VERITAS. Comme présenté dans la section 1.4, l'émission des blazars domine la partie basse énergie de la gamme utile de CTAO à cause de l'absorption induite par l'EBL. Ainsi, grâce à sa couverture entre 20 GeV et 10 TeV, CTAO se place entre la gamme utile de Fermi-LAT et celle des observatoires à cuves à eau, plus sensibles aux énergies supérieures à 100 TeV (LHAASO, SWGO). De plus, comme on peut le voir sur la figure 4.2 avec une sensibilité sur les temps d'exposition courts meilleure que Fermi-LAT, CTAO sera particulièrement adapté à l'étude des phénomènes transitoires que sont les éruptions d'AGN. Il est ainsi l'instrument futur le plus opportun pour l'étude des blazars et de leur variabilité.

### 4.1.2 Les blazars : cas scientifique d'intérêt majeur de CTAO

Depuis les débuts de l'astronomie Čerenkov, les blazars sont étudiés avec intérêt. Tout d'abord ces sources représentent aujourd'hui environ 40% des sources détectées aux VHE avec des IACT. Ce sont des objets uniques pour sonder la physique des environnements extrêmes, et pourraient permettre de mieux comprendre les processus d'accrétion, la formation des jets, ou bien encore l'interaction entre les SMBH et la matière environnante. On peut par exemple citer les études de H. E. S. S. Collaboration et al. (2021), Aharonian et al. (2023) et de H. E. S. S. Collaboration et al. (2019) 2 FSRQ qui montrent que la zone d'émission aux VHE est en dehors de la BLR. Ils étudient aussi différents modèles d'émission et posent des contraintes sur leurs paramètres. Aharonian et al. (2023) montre aussi un comportement différent pour 2 différentes périodes d'activité de PKS 1510-089 aux différentes longueurs d'ondes, indiquant potentiellement plusieurs zones d'émissions ou régimes. Concernant l'étude de la variabilité d'AGN, on peut se référer à l'étude de H. E. S. S. Collaboration et al. (2010) qui montre à la fois une variation à long et court terme du blazar PKS 2155-304, avec une variabilité à la fois en flux et en indice de photon. Ces différences de variabilité et de zone d'émission d'un objet à l'autre ont permis de mieux comprendre les différences entre les FSRQ et les BL Lac (Prandini and Ghisellini, 2022). L'étude des blazars distants permet aussi d'apporter une contrainte sur l'EBL (H. E. S. S. Collaboration et al., 2017b). Les blazars sont aussi utilisables pour étudier les lois fondamentales (H. E. S. S. Collaboration et al. (2011), Abramowski et al. (2015)) ou bien la matière noire (Abramowski et al., 2013). Pour finir, comme nous avons pu le voir dans le chapitre 1, les AGN sont aussi une potentielle source de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

Dans ce contexte, l'étude des AGN a donc été inscrit par le consortium scien-



**Figure 4.1:** Courbes de sensibilité de **CTAO** avec 50h d'exposition comparée avec les autres instruments opérants aux **HE** et **VHE** : *Astrofisica con Specchi a Tecnologia Replicante Italiana (ASTRI)* (Vercellone et al., 2022), **CTAO** (Cherenkov Telescope Array Observatory and Consortium, 2021), *Fermi-LAT* ([https://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat\\_Performance.html](https://www.slac.stanford.edu/exp/glast/groups/canda/lat_Performance.html)), *HAWC* (Abeyssekara et al., 2017), *H.E.S.S.* (Holler et al., 2015), *MAGIC* (Aleksić et al., 2016), *LHAASO* (Cao et al., 2019), *SWGO* (Albert et al., 2019) et *VERITAS* (<https://veritas.sao.arizona.edu/about-veritas/veritas-specifications>). Image issue de <https://www.ctao.org/for-scientists/performance/>.

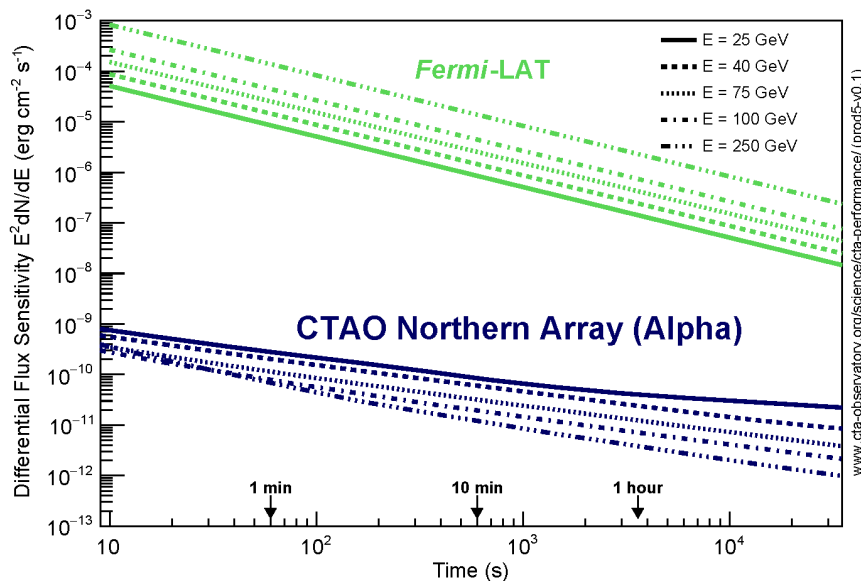
tifique de **CTAO** comme un cas scientifique d'intérêt majeur (Cherenkov Telescope Array Consortium et al. (2019), 12). De part sa grande sensibilité, **CTAO** permettra d'observer encore plus d'**AGN** que nous en avons détectés jusqu'à aujourd'hui, ainsi que et de mieux comprendre les phénomènes décrits ci-dessus.

Les phénomènes variables au sein des **AGN** seront aussi plus facilement mesurables avec **CTAO**, ce qui permettra donc de contraindre d'autant plus précisément les modèles d'émission et de variabilité.

Afin d'affiner les perspectives offertes par **CTAO**, il est nécessaire de simuler des observations avec **CTAO**. Il est alors possible d'apporter une quantification quant aux possibilités de sonder les phénomènes physiques sous-jacents à la variabilité de l'émission des **AGN**. Dans ce manuscrit nous nous focaliserons sur l'étude des perspectives de **CTAO** pour l'étude des éruptions d'**AGN** (voir chapitre 6) ainsi que de leur comportement à long terme (voir chapitre 5).

Pour cela nous avons développé un code de simulation, qui sera décrit dans 4.4. Mais avant cela il est important d'introduire **GAMMAPY**.

## 4. Développement d'un code de simulation et d'analyse d'observation d'AGN avec CTAO



**Figure 4.2:** Courbe de sensibilité de CTAO et de Fermi-LAT en fonction du temps d'exposition pour différentes énergies. Image issue de <https://www.ctao.org/scientists/performance/>.

## 4.2 Gammapy: le software pour analyser les données de CTAO

GAMMAPY (Donath et al., 2023) est un outil libre d'analyse des données d'astronomie  $\gamma$ , de type événements  $\gamma$  reconstruits, capable de traiter des données de Fermi-LAT, H.E.S.S., MAGIC, VERITAS et HAWC. Avec GAMMAPY il est aussi possible de simuler et analyser des données de CTAO, c'est d'ailleurs l'outil officiel<sup>1</sup> d'analyse de CTAO. Dans le cas de CTAO, GAMMAPY intervient à partir des données DL3 (voir 3.1.3), c'est à dire une liste d'événements candidats  $\gamma$  ayant passés les coupures décrites dans 2.3.2. Avec GAMMAPY, il est ainsi possible de faire une analyse 1D décrite dans 2.3.3 ou bien une analyse 3D plus complexe, pour finalement reconstruire un spectre, ou bien une courbe de lumière (LC<sup>2</sup>). GAMMAPY est écrit en PYTHON (Van Rossum and Drake, 2009) et profite des bibliothèques de l'environnement PYTHON telles que NUMPY (Harris et al., 2020), NUMBA (Lam, Pitrou, and Seibert, 2015), SCIPY (Virtanen et al., 2020) ou encore ASTROPY (Astropy Collaboration et al., 2022).

Pour reconstruire un spectre, GAMMAPY utilise la méthode du *forward folding*. Cette méthode fait l'hypothèse d'une forme spectrale particulière, qui s'apparente donc à un prior au sens bayésien. Celle-ci peut être très variée mais pour l'étude des blazars nous utiliserons principalement :

<sup>1</sup>voir communiqué <https://www.ctao.org/news/cta-adopts-the-gammapy-software-package-for-science-analysis/>

<sup>2</sup>de l'anglais *Lighcurve*

- Loi de puissance (LP) :

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (4.1)$$

- Loi de puissance avec courbure (LPC):

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma - \beta \ln(E/E_0)} \quad (4.2)$$

- Loi de puissance avec coupure exponentielle (LPE):

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \times \exp\left(\frac{-E}{E_{\text{cut}}}\right) \quad (4.3)$$

- Loi de puissance avec coupure exponentielle et courbure (LPCE):

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma - \beta \ln(E/E_0)} \times \exp\left(\frac{-E}{E_{\text{cut}}}\right) \quad (4.4)$$

La dernière équation est une combinaison des lois avec coupure exponentielle et courbure. Les paramètres spectraux sont  $\Phi_0$ , la normalisation en flux,  $\Gamma$ , l'indice de photon,  $\beta$ , l'indice de courbure, et  $E_{\text{cut}}$  l'énergie de coupure. Ils peuvent être fixés ou bien laissés libres lors du processus d'ajustement du modèle avec les données. Le modèle alors ajusté permet ensuite entre autres de reconstruire les points de flux dans les intervalles en énergie. Une description complète de la méthode de *forward folding* est faite dans de Naurois (2012).

Dans la suite,  $\Phi(E)$  représentera toujours un flux différentiel défini comme  $dN/dE$ . Il représente un nombre de photon par unité d'énergie, de temps, et de surface, et sera donc donné en  $\text{TeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . On alternera parfois avec une représentation en terme de densité de flux spectral, en  $E^2 dN/dE$ , auquel cas l'unité sera le  $\text{TeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  ou bien le  $\text{Erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

## 4.3 Comparaison de l'analyse 1D et 3D appliquée aux blazars

### 4.3.1 Les blazars sont des sources ponctuelles aux VHE

La résolution angulaire typique des télescopes Čerenkov est de l'ordre de  $0.1^\circ$  (Hofmann et al., 1999). Or si on reprend la figure 1.1 présentée dans le chapitre 2, on peut voir sur le panneau C que l'extension du jet observée en rayon X est de l'ordre de  $0.2^\circ$ , la zone d'émission de rayon  $\gamma$  est supposée plus petite que celle émettant des rayons X, ce qui rend donc cette zone d'émission  $\gamma$  théoriquement impossible à résoudre avec les IACT actuels. De plus, aucune extension de jet de blazar n'a été mesurée jusqu'à aujourd'hui. C'est pourquoi dans la suite, nous ferons donc systématiquement l'hypothèse qu'un AGN est vu aux VHE comme une source ponctuelle par un IACT.

### 4.3.2 Description de l'étude

Nous allons tout d'abord présenter une étude entre la méthode d'analyse 1D standard en astronomie Čerenkov et la méthode 3D. La différence majeure entre ces méthodes est que la première ne fait aucune hypothèse sur le fond, alors que la deuxième nécessite un modèle de fond. La reconstruction 1D va donc estimer le fond (voir 2.3.3), il est alors possible de soustraire le fond à la carte d'évènements  $\gamma$  reconstruits pour accéder au signal. Ensuite un modèle spectral comme présenté dans la partie précédente est ajusté pour reconstruire un spectre et y associer un flux. Pour la méthode 3D, une hypothèse est faite sur un modèle de fond qui est alors ajouté au modèle spectral associé à la source (comme présenté dans 4.2). Le tout est alors ajusté directement sur la carte d'évènements  $\gamma$ .

La méthode de reconstruction 3D est une méthode performante quand il s'agit de faire l'étude morphologique de source. C'est donc une méthode typique d'analyse des sources galactiques. En revanche, comme indiqué ci-dessus, la résolution des télescope Čerenkov ne permet pas de résoudre spatialement l'émission des blazars, comme il est possible de le faire dans le domaine radio. De fait, l'analyse 1D est particulièrement adaptée pour ce genre de source, d'autant que la méthode 3D est plus coûteuse en temps et en ressources de calcul. L'étude comparative entre les méthodes 1D et 3D pour l'observation des blazars n'ayant jamais été menée auparavant, nous allons ici donc quantifier avec un modèle très simple d'éruption d'AGN les performances de détection de ces deux méthodes pour conclure quant à la meilleure façon d'analyser des données de blazars avec GAMMAPY.

Les éruptions d'AGN sont issues de l'injection de particules fraîchement accélérées au sein du jet. Elles se traduisent par une augmentation significative du flux suivie d'une redescende de celui-ci (voir la section introductive 1.4 et le chapitre 6 pour plus de détails). Les temps caractéristiques de montée et de descente sont dépendants entre autres des populations de particules accélérées ou bien du type d'AGN, il n'est donc pas possible de faire une quelconque généralité. De même, le facteur d'amplification du flux, défini comme le rapport du flux maximum atteint durant l'éruption sur le niveau de flux correspondant à un état dit "calme", ne peut absolument pas être généralisé. On peut se référer à des éruptions d'AGN des 20 dernières années. Par exemple pour l'éruption du HBL PKS 2155-304 en 2006 le facteur d'amplification est d'environ 50 (Aharonian et al., 2007a). On relève aussi un cas complètement à l'opposé avec un facteur d'amplification d'environ 2 pour l'éruption du HBL PG 1553+113 en 2012 (Abramowski et al., 2015). On voit que ces deux objets sont de même type alors que l'amplitude de leur éruption n'est pas comparable. A l'inverse le facteur d'amplification pour cette éruption de PG 1553+113 est comparable à celui obtenue pour 3 périodes d'activités de la radio galaxie M87 observé en 2005, 2008 et 2010 par H.E.S.S., MAGIC et VERITAS (Abramowski et al., 2012). Concernant les FSRQ, on peut noter l'éruption de 3C 279 en 2015 où le flux a augmenté d'un facteur 10 à 20 (H. E. S. S. Collaboration et al., 2019). De même, pour un même objet, les caractéristiques d'une éruption à l'autre ne sont pas forcément similaires. On peut donc voir qu'il est particulièrement difficile d'établir un cadre empirique général décrivant l'éruption des blazars. Nous allons donc nous contenter de mener

#### 4.4. **CTAAGNVAR**: le code de simulation et d'analyse des observations de blazars avec **CTAO**

---

l'étude dans un cas assez spécifique, tout en restant assez réaliste par rapport aux observations présentées ci-dessus.

La modélisation de l'éruption, ainsi que la simulation des observations avec **CTAO** et la reconstruction de la **LC** sont fait en annexe **C**. Nous nous contenterons ici de décrire les conclusions qui suivent.

### 4.3.3 Conclusion

La simple étude menée ici permet de s'assurer que la méthode de reconstruction 1D est suffisante pour détecter de la variabilité d'**AGN**, la méthode 3D n'étant pas significativement meilleure. La méthode 1D présente aussi l'avantage d'être plus rapide et moins gourmande en ressources mémoires. Elle sera donc la méthode d'analyse qui sera appliquée dans la suite du chapitre et implémentée dans le code de simulation **CTAAGNVAR** (Voir 4.4).

## 4.4 **CtaAgnVar**: le code de simulation et d'analyse des observations de blazars avec **CTAO**

Dans cette partie, nous allons décrire en détail le code de simulation qui a été développé pour l'étude de variabilité d'**AGN**. Une présentation particulièrement détaillée du fonctionnement du code est ici faite, en abordant les détails techniques propre à l'implémentation. Cette section se veut aussi de servir comme une forme de documentation succincte du code, qui impose alors une revue assez exhaustive des fonctionnalités du code ainsi que de son utilisation.

**CTAAGNVAR** a initialement été développé quand **GAMMAPY** était dans sa version 0.18.2 (Deil et al., 2021). Il ne prenait alors pas en charge des modèles spectraux dont les paramètres étaient dépendants du temps, ce qui est particulièrement important pour le cas de l'indice de photon. Cela a motivé l'implémentation dans le code de **CTAAGNVAR** une prise en charge de l'évolution temporelle des caractéristiques spectrales des sources. Cette spécificité sera présentée dans la partie 4.4.1. Ensuite la paramétrisation générale du processus de simulation ainsi que l'ensemble de paramètres ajustables seront détaillés dans la partie 4.4.2. La génération de la séquence d'observations sera détaillée dans la partie 4.4.3 et le processus de simulation des événements  $\gamma$  avec **GAMMAPY** est expliqué dans la section suivante (4.4.4). La reconstruction spectrale est donc faite par analyse 1D et est détaillée dans la partie 4.4.5, ensuite, dans la partie 4.4.6, la reconstruction de la **LC** est expliquée. Pour finir des estimateurs de variabilité ont été développés et sont explicités dans la section 4.4.7.

Dans la suite nous allons souvent parler d'observation, qui se définit par une acquisition continue de donnée sur une certaine durée. On parlera alors de séquence d'observations quand plusieurs périodes d'acquisitions continues sont successivement effectuées.



## 4. Développement d'un code de simulation et d'analyse d'observation d'AGN avec CTAO

### 4.4.1 Utilisation de modèle d'AGN temporellement variables

Pour simuler des observations d'AGN avec CTAO il est donc indispensable d'avoir une représentation de la SED dans le temps, valide sur un intervalle de temps sur lequel nous souhaitons faire la simulation. La solution la plus simple qui a été choisie et de générer une liste de SED avec un certain pas de temps. Celui-ci est directement défini par la résolution temporelle du modèle sous-jacent. Il est évidemment préférable d'avoir une résolution temporelle du modèle la plus fine possible pour ne pas induire une limitation sur la résolution des observations simulées, et donc la puissance de reconstruction de la variabilité spectrale. De cette façon CTAAGNVAR est particulièrement accessible à n'importe quel type de modélisation, en effet, que ce soit une modélisation phénoménologique d'une éruption d'AGN (voir 6), ou bien une modélisation analytique (voir 5) ou encore une modélisation semi-analytique (voir 7), il est toujours possible de produire une liste de SED évoluant dans le temps.

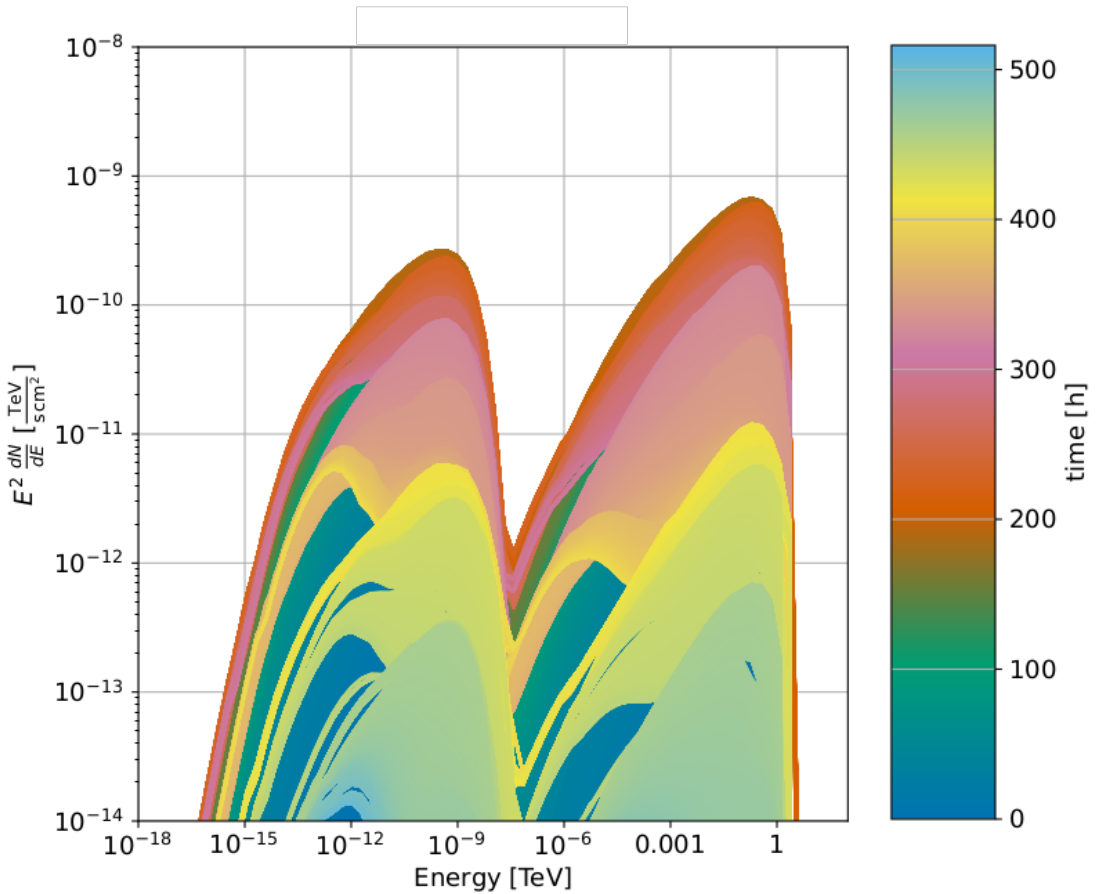
La liste de SED est ensuite enregistrée dans un conteneur standardisé, le *Flexible Image Transport System* (FITS), afin d'être facilement lu par CTAAGNVAR grâce à ASTROPY (Astropy Collaboration et al., 2022). La liste de SED est bien souvent une liste de fichiers texte, avec des formats choisis par les auteurs des codes ayant généré ces modèles. Elle est alors stockée dans un seul fichier FITS, dont la structure est commune à tous les modèles.

Lors de l'exécution de processus de simulation, le fichier FITS est alors lu et une liste d'instances de `TemplateSpectralModel` est alors générée avec GAMMAPY dont la dimension correspond au nombre de pas temporels du modèle injecté. La figure 4.3 montre l'évolution de la SED dans le temps pour un modèle issu de Christie et al. (2019), la figure est ici donnée à titre d'illustration, nous explorerons plus en détails les caractéristiques du modèle dans la partie 6. On peut voir 2 composantes dans le spectre, une première autour du keV, signature de l'émission synchrotron des leptons, ainsi qu'une deuxième autour de 100 GeV issue des processus inverse Compton. Grâce à l'évolution des couleurs on peut voir que l'intensité du spectre évolue dans le temps. Ici la modélisation de l'éruption prévoit une variabilité sur 516 h, ce qui correspond à environ 11 jours. Le processus décrit ci dessus est implémenté dans le module `ctaagnvar.model` de CTAAGNVAR.

### 4.4.2 Paramétrisation des simulations

Avant de poursuivre plus loin dans le processus de simulation et de reconstruction, il est nécessaire d'introduire l'ensemble des quantités qui vont paramétrer la simulation. L'ensemble de ces paramètres est spécifié dans un fichier de configuration au format JSON (JavaScript Object Notation) sous la forme d'un dictionnaire avec 3 entrées :

- "simulations" : Dans cette partie les paramètres généraux de la simulation souhaitée sont spécifiés, on peut par exemple définir le nombre de réalisations de la même séquence d'observations à simuler, par cela on entend le nombre de fois que le code va simuler la liste des candidats  $\gamma$  au cour de l'éruption. Par exemple si on souhaite simuler les observations associées au modèle présenté



**Figure 4.3:** Évolution temporelle des *SED* utilisées en entrée de **CTAAGNVAR**, pour Mrk 421 modélisé par le modèle de Christie et al. (2019). L'évolution temporelle est marquée avec le changement de couleur des spectres.

sur la figure 4.3, on peut imaginer simuler 11 jours d'observations consécutifs, et faire cette réalisation 100 fois pour accéder à la distribution des erreurs. Ce nombre de réalisations est spécifié via le paramètre `n_simu`. L'exposition associée à chaque observation est aussi spécifiée via le paramètre `lvtm`. Finalement le type de modèle utilisé pour décrire la *SED*, qu'il soit simplement une fonction analytique, un modèle d'éruption au format **FITS** ou bien une représentation semi-analytique comme nous le verrons dans la partie 5, est paramétré avec le paramètre `typemodel`. Le champ `source_name` vient quant à lui décrire la source à observer, pour permettre la découverte automatique de ses coordonnées. Il est possible de faire des observations à une certaine cadence, par exemple une observation de 10 min toute les heures, dans ce cas c'est le champ `cadence` qui doit être spécifié. Un dernier paramètre, `duration`, sert quant à lui à définir la durée totale, et non la durée effective d'exposition, pendant laquelle la source va être observée. Généralement, cette durée correspond à la durée du modèle injecté, mais on peut aussi imaginer observer seulement le début d'une éruption ou seulement une partie, en revanche il n'est pas possible

#### 4. Développement d'un code de simulation et d'analyse d'observation d'AGN avec CTAO

---

de simuler des observations sur une fenêtre temporelle plus longue que celle définie par la durée du modèle d'AGN injecté.

- "observations" : Cette section vient quant à elle décrire les paramètres spécifiques à la reconstruction des événements  $\gamma$ , comme indiqué plus tôt on utilise dans CTAAGNVAR uniquement une analyse 1D, la taille angulaire de la région ON est donc spécifiée via le paramètre `on_region_radius`. De plus, les observations sont simulées en mode décalé<sup>3</sup> d'une distance définie par `offset`. Le site de CTAO d'observation ainsi que les télescopes participants aux observations sont donnés par respectivement les champs `site` et `telescopes`. Les simulations sont effectuées sur une certaine plage en énergie, définie par `Emin` et `Emax` et avec un certain nombre d'intervalles définie par `n_bins_energy`. Pour finir CTAAGNVAR propose une fonctionnalité qui sera décrite dans la partie 4.4.4 qui peut être activée via `notracking` pour permettre un suivi de la position de la source au cours du temps permettant une attribution dynamique des réponses instrumentales de CTAO (IRF<sup>4</sup>). Cette méthode permet aussi de simuler des observations uniquement lorsque la source est visible et que le soleil est couché. Un dernier paramètre, `gti_t0`, définit quant à lui la date de début du modèle injecté, au format MJD.
- "model\_fitting" : Cette dernière section est utile pour la reconstruction spectrale qui sera détaillée dans la partie 4.4.5. Le modèle ajusté sur chacune des observations pour reconstruire une SED variable, est représenté par une instance de `SkyModel` GAMMAPY, sauvegardé comme un dictionnaire et stocké dans l'entrée `SkyModel`. Le modèle spectral ajusté peut être un des modèles définies dans 4.2, mais peut aussi être n'importe quel modèle spectral implémenté dans le module `modeling` de GAMMAPY. Le processus d'ajustement est fait pour chacune des observations simulées au long de la période d'observation définie par l'intervalle `[gti_t0, gti_t0 + duration]`. Les processus physiques en oeuvre au sein des AGN étant continus, on peut faire l'hypothèse d'une continuité entre les propriétés de la source d'une observation à la suivante, auquel cas reprendre les paramètres spectraux ajustés sur une observation peuvent être un bon point de départ de l'ajustement de l'observation suivante, cette méthode permet de gagner un temps significatif dans le processus d'ajustement spectral pour l'ensemble des observations associés à la LC. Cette technique peut être activée grâce au paramètre `use_last_fit`.

Ce fichier de paramètres étant configuré, le processus de simulation et d'ajustement est ensuite très simple et se fait avec simplement quelques lignes de code.

---

<sup>3</sup>wobble en anglais

<sup>4</sup>de l'anglais *instrumental response function*

### 4.4.3 Génération de la séquence d'observation

La première étape de la simulation est de créer une série d'observations, plus techniquement des instances de [Datasets Gammapy](#), qui vérifient les caractéristiques spécifiées par la paramétrisation de la simulation (exposition et instant du début de chacune des observations entre autres). Le nombre totale d'observations créées dépend à la fois de la durée totale durant laquelle on souhaite simuler des observations, mais aussi de l'exposition associée à chacune des observations. Il est par exemple évident que si les observations durent individuellement 10 min et qu'on souhaite observer un modèle d'AGN durant 3 jours, il y aura plus d'observations simulées que si elles duraient individuellement 30 min.

Ensuite pour chaque observation, il faut tout d'abord associer une [IRF](#) de [CTAO](#) qui sera utilisée pour convoluer le modèle de source avec la réponse instrumentale. Les [IRF](#) publics de [CTAO](#) qui sont utilisées sont les suivantes : [Cherenkov Telescope Array Observatory and Consortium \(2021\)](#). Elles sont produites pour chacun des sites de [CTAO](#) dans leur configuration alpha (voir [2.2.3.2](#)), ou bien pour le réseau complet ou avec des sélections de télescopes différentes, par exemple avec seulement les 4 [LST](#) au nord, ou bien seulement les [MST](#). Les [IRF](#) de [CTAO](#) sont générées avec différentes expositions, 30 min, 5h et 50h, car le régime statistique n'étant pas le même pour des temps courts que des temps longs, il est nécessaire d'avoir ces réponses instrumentales différentes. Aussi, le champs magnétique de la terre influe significativement le développement des gerbes dans l'atmosphère en fonction de l'angle azimutale de pointé ([Chadwick et al. \(1999\)](#), [Commichau et al. \(2008\)](#)). C'est pourquoi les [IRF](#) de [CTAO](#) sont simulées avec 3 configurations, une première avec un pointé vers le nord, une autre avec un pointé vers le sud, et une avec une moyenne des effets dus à l'angle azimutale. Pour finir [IRF](#) sont simulées pour 3 différents angles zénithaux de pointé : 20, 40 et 60 degrés.

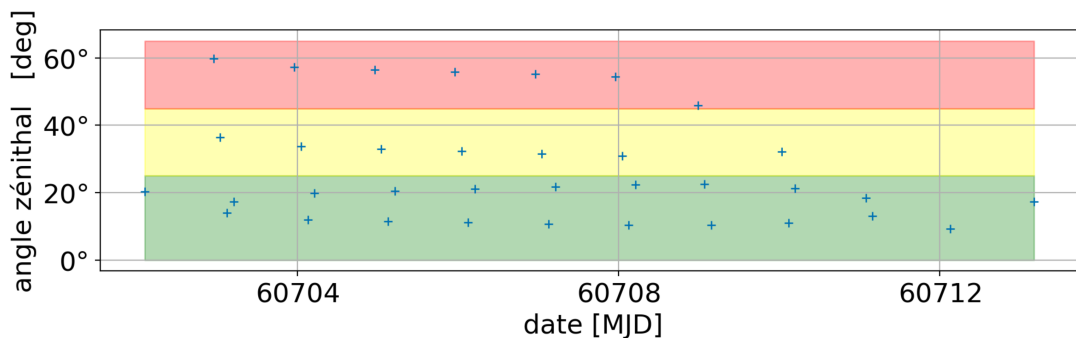
La possibilité de suivre la source au cours du temps est une fonctionnalité particulièrement importante de [CTAAGNVAR](#) et la génération de la séquence d'observation va significativement différer dans le cas où la source est suivie. Si le suivi de la position de la source n'est pas activé, alors la séquence d'observations va simplement être créée suivant les paramètres décrits par le fichier de configuration. L'angle zénithal, noté dans la suite  $z_a$ , ainsi que le site d'observation et la configuration des télescopes pour le choix des [IRF](#) seront spécifiés dans le fichier de configuration. L'exposition sera celle de l'observation à laquelle l'[IRF](#) est associée. Concernant l'angle azimutale l'[IRF](#) choisie sera quant à elle celle correspondante à la configuration moyenne. Il y aura donc une seule et unique [IRF](#) associée à l'ensemble des observations.

Dans le cas où le suivi de la source au cours du temps est activé, alors la création de la séquence d'observations ainsi que l'attribution des [IRF](#) pour chacune des observations va se faire dynamiquement. Tout d'abord, à partir de l'instant du début des observations, spécifié dans le fichier de configuration, des fenêtres de visibilité vont être calculées grâce au module [PYEPHEM \(Rhodes, 2011\)](#). A partir de la localisation géographique du site d'observation, ce module permet de calculer les prochaines

#### 4. Développement d'un code de simulation et d'analyse d'observation d'AGN avec CTAO

périodes d'obscurité, définies dans `CTAAGNVAR` comme les moments où le Soleil se situe en dessous du crépuscule astronomique ( $12^\circ$  sous l'horizon) et la Lune en dessous du crépuscule nautique ( $6^\circ$  en dessous de l'horizon). Ensuite, durant cette période d'obscurité, la période de visibilité de la source simulée est calculée, pour qu'au sein de celle-ci une séquence d'observations soit générée dont chaque observation aura une exposition spécifiée dans le fichier de configuration. Si à la fin de cette période d'obscurité, il reste encore du temps avant la fin de la durée totale absolue de la simulation, alors une nouvelle période d'obscurité, correspondant à la nuit suivante va être recherchée avec `PYEPHEM` et le processus décrit ci-dessus sera itéré jusqu'à ce que la durée absolue de la simulation soit atteinte. Concernant l'attribution des `IRF`, l'angle zénithal moyen de la source est calculé avec `ASTROPY` (Astropy Collaboration et al., 2022) pour chacune des observations générées lors de l'étape précédente, ce qui permet d'associer les `IRF` à  $20$ ,  $40$  et  $60$  degrés lorsque la source se trouve entre  $0^\circ$  et  $25^\circ$ ,  $25^\circ$  et  $45^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $65^\circ$  respectivement. Les observations ne sont pas simulées si la source est à plus de  $65^\circ$  d'angle zénithal car à cette inclinaison les gerbes de faibles énergies ne sont plus détectables ce qui rend le seuil de détection en énergie trop haut pour l'étude des blazars (Cf. 2.4). Quant à l'exposition des `IRF` elle est définie par rapport aux durées des observations.

La figure 4.4 illustre cette attribution dynamique des `IRF` ainsi que le calcul de la



**Figure 4.4:** Évolution de l'angle zénithal au cours du temps. Les croix bleues représentent les observations simulées. Les trois bandes de couleurs représentent les 3 différentes zones d'attribution des `IRF` de `CTAO` : en vert pour les angles entre 0 et 25 degrés, en jaune pour ceux entre 25 et 45 degrés, et finalement la zone rouge pour les angles entre 45 et 65 degrés. L'axe des abscisses représente le temps, avec la date au format `MJD`.

visibilité de la source. En effet on peut tout d'abord voir avec les points bleus des périodes d'observations resserrées, qui correspondent donc aux nuits, entrecoupées de périodes sans observations, correspondant alors aux jours. On voit aussi que l'angle zénithal de la source, évolue au cours des nuits, ce qui permet une attribution dynamique des `IRF` selon les trois zones représentées par les bandeaux de couleur.

L'étape suivante est d'associer pour chaque observation un modèle de source issu du modèle injecté présenté dans la partie 4.4.1. En effet la résolution temporelle de ce dernier n'a pas de raison d'être la même que le pas de temps entre chacune des observations de la séquence générée. De plus, pour un instant donné, la `SED`

#### 4.4. CTAAGNVAR: le code de simulation et d'analyse des observations de blazars avec CTAO

injectées, qu'elles soient issues d'une modélisation phénoménologique ou analytique, présentent une certaine résolution en énergie. La méthode utilisée par CTAAGNVAR est donc de prendre le flux différentiel à chacune de ces énergies et d'en calculer une interpolation temporelle. Pour ce faire une usuelle interpolation polynomiale par morceau<sup>5</sup> est faite en utilisant l'implémentation de SCIPY (Virtanen et al., 2020). Ainsi pour chacune des observations simulées, entre leur début et fin individuels, le flux différentiel moyen est calculé à partir de cette interpolation. En effectuant cela pour chacune des énergies pour lesquelles le modèle initialement injecté est défini, il est alors possible de reconstruire une SED pour chacune des observations, celle-ci est donc définie comme le spectre de la source tel que le modèle le prévoit entre le début et la fin d'une observation individuelle. La figure 4.5 présente les SED calculées avec cette méthode d'interpolation à partir de celles présentes sur la figure 4.3. Les figures 4.6a et 4.6b représentent l'évolution du flux différentiel à 30 et 670 GeV respectivement pour le modèle Christie et al. (2019) dont l'évolution de la SED est décrite par la figure 4.3. La figure 4.7 schématise, quant à elle, le processus d'attribution des SED injectées pour chacune des observations individuelles décrit ci-dessus.

De manière plus concrète, la séquence d'observation est donc finalement une instance de Datasets GAMMAPY. Comme les AGN vu avec CTAO sont des sources ponctuelles et qu'on se contente d'une analyse 1D, cette séquence est donc une collection de SpectrumDatasetOnOff. Chaque SED calculée par interpolation du modèle injecté est associée à son observation correspondante sous la forme d'un SkyModel dont la composante spectrale est un TemplateSpectralModel créé à partir de la SED. La composante spatiale est quand à elle un PointSpatialModel dont les coordonnées sont celles de la source observée. L'hypothèse sous-jacente faite est de considérer qu'un blazar est vu aux VHE comme une source ponctuelle, comme expliqué dans 2.4.

#### 4.4.4 Simulation des événements $\gamma$

Une fois la séquence d'observations créée, il est ensuite possible de simuler les événements  $\gamma$ . En effet grâce au modèle de ciel il est possible d'avoir une estimation du nombre théorique de photons  $\gamma$  détectés issus de la source. Le nombre d'événements issus du fond résiduel hadronique est directement accessible par les IRF de CTAO simulées (voir 2.3.4.5). Ainsi, le nombre total théorique d'événements à la fois issus du fond et de la source est connu.

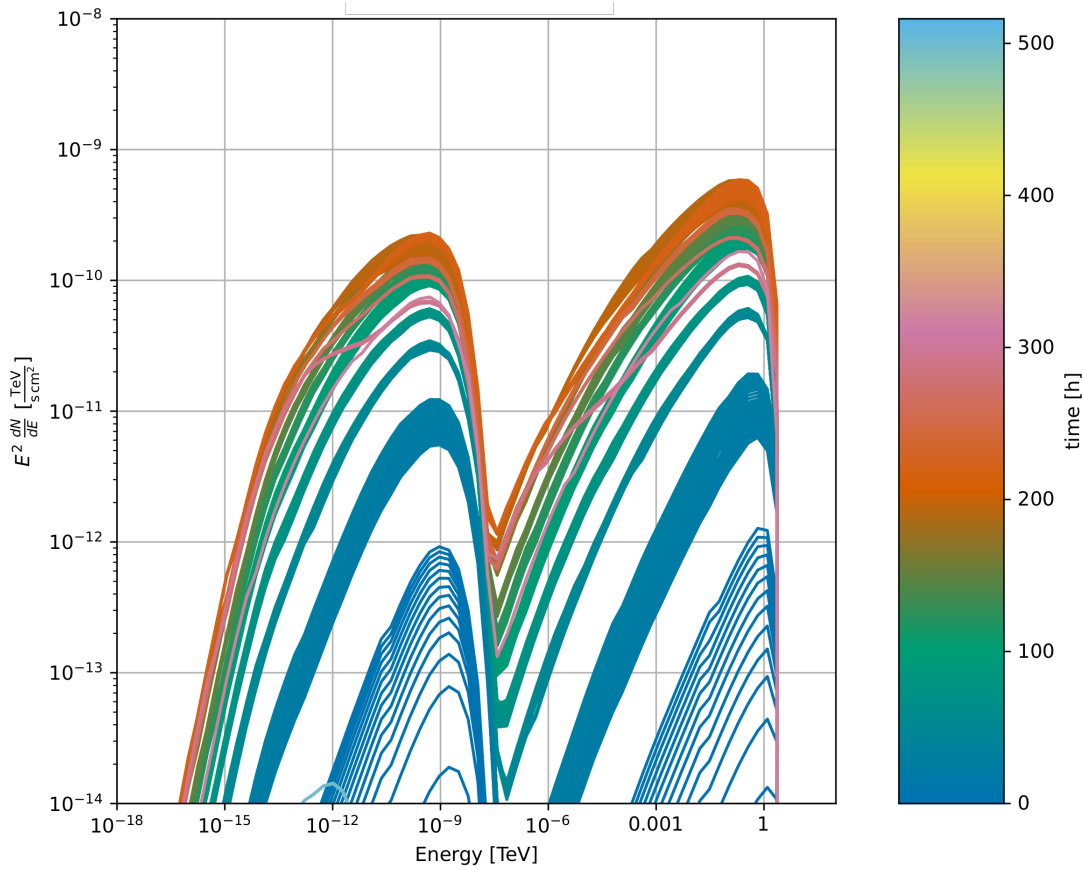
Le régime statistique dominant en astronomie Čerenkov étant Poissonien, il suffit ensuite de faire un tirage aléatoire suivant cette loi, pour laquelle la PDF se définit comme suit :

$$f(k, \lambda) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \quad (4.5)$$

Pour rappel, cette loi est discrète et  $f(k, \lambda)$  représente la probabilité d'obtenir, dans un intervalle de temps fixé,  $k$  événements, sachant que le nombre moyen d'événements sur cette intervalle est  $\lambda$ . Cette loi décrit des phénomènes où il y a une indépendance

<sup>5</sup>autrement appelée *spline* en anglais

#### 4. Développement d'un code de simulation et d'analyse d'observation d'AGN avec CTAO



**Figure 4.5:** Évolution temporelle des *SED* associées à chacune des observations de la séquence par interpolation temporelle par intervalle en énergie, à partir de celle présentées sur la figure 4.3. L'évolution temporelle est marquée avec le changement de couleur des spectres.

du temps écoulé d'un évènement au suivant. Si le nombre d'évènements est grand, typiquement pour  $\lambda > 30$  alors la loi de Poisson peut être approchée par une loi normale de variance et moyenne  $\lambda$ .

Ainsi, pour chacune des observations, il est possible à partir de la *SED* de la source observée, de calculer, en prenant en compte l'exposition de l'observation ainsi que la convolution avec les *IRF*, comme expliqué dans la section 2.3.4, le nombre de photons  $\gamma$  théoriquement détecté noté  $n_{\text{pred}}$ . Celui-ci est alors utilisé comme paramètre  $\lambda$  de la loi Poissonienne pour faire le tirage du nombre d'évènements  $\gamma$  simulé noté  $n_{\text{simu}}$ .

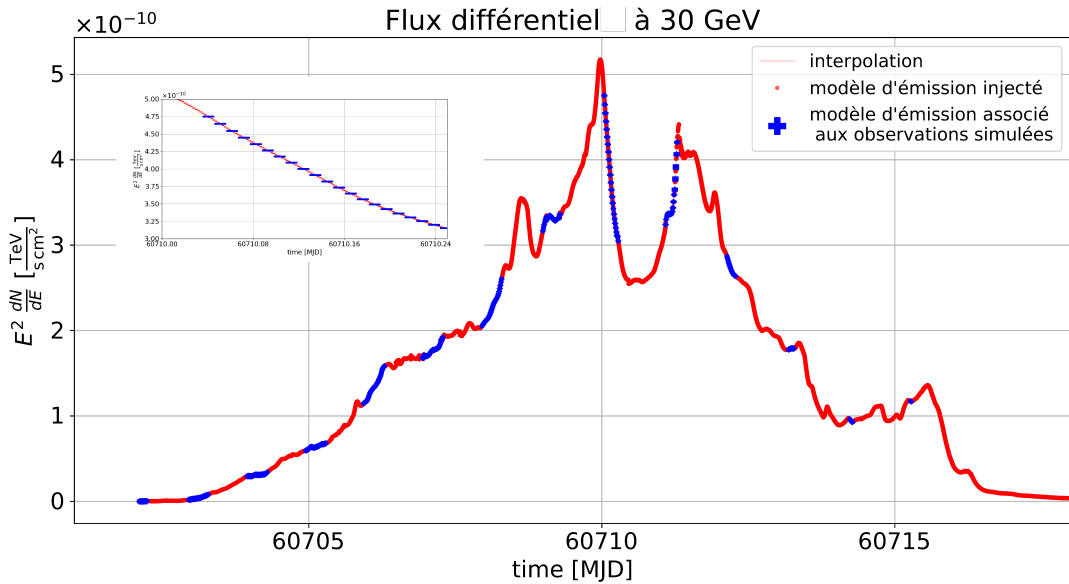
De même, comme le fond issu du ciel est directement inclus dans les *IRF* de CTAO, il est aussi possible de calculer le nombre prédit d'évènements issus du fond hadronique  $n_{\text{pred,fond}}$ , et ainsi générer le nombre simulé  $n_{\text{simu,fond}}$  suivant la statistique Poissonienne.

Le nombre total de photon  $\gamma$  simulé sera alors la somme de ces deux grandeurs, définie donc comme suit :

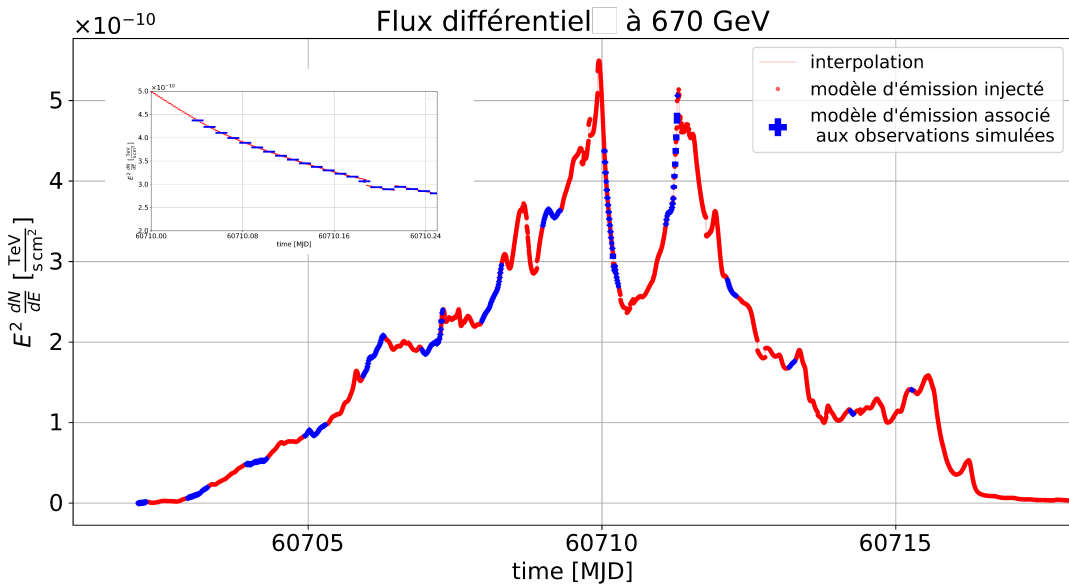
$$n_{\text{tot}} = n_{\text{simu,fond}} + n_{\text{simu}} \quad (4.6)$$

La figure 4.8 montre l'évolution dans le temps de  $n_{\text{tot}}$  dans la région ON en fonction





(a) Évolution du flux différentiel  $E^2 dN/dE$  à 30 GeV.

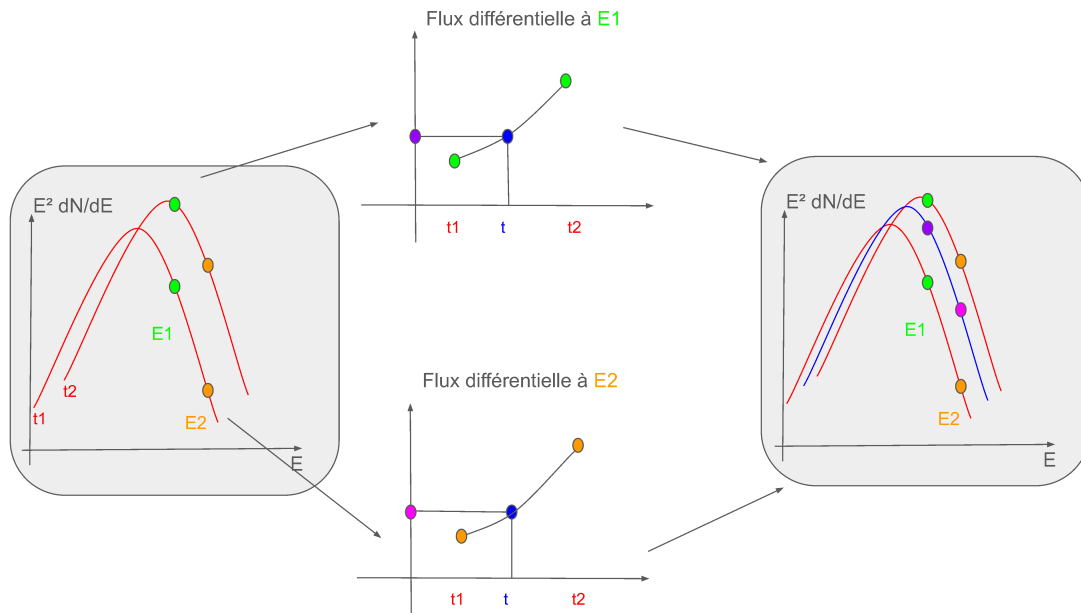


(b) Évolution du flux différentiel  $E^2 dN/dE$  à 670 GeV.

**Figure 4.6:** Évolution du flux différentiel à deux énergies. Les points rouges représentent le modèle injecté, la fine courbe rouge est l'interpolation entre les points rouges. Les points bleus représentent quant à eux la valeur du flux différentiel attribuée pour chacune des observations, calculée comme la valeur moyenne de la courbe interpolée. Les barres d'erreur horizontales sur les points bleus représentent la largeur temporelle de l'observation, ici de 15 min, et la barre d'erreur verticale est l'erreur sur la valeur moyenne de la courbe interpolée. Le panneau inséré dans chacune des figures est un zoom effectué après MJD 60710 sur 6h.



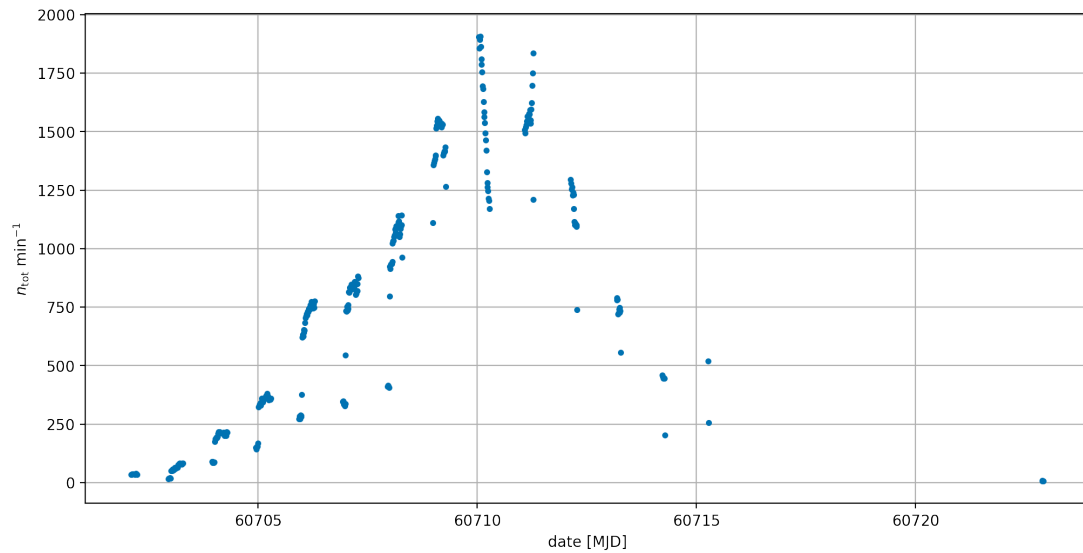
#### 4. Développement d'un code de simulation et d'analyse d'observation d'AGN avec CTAO



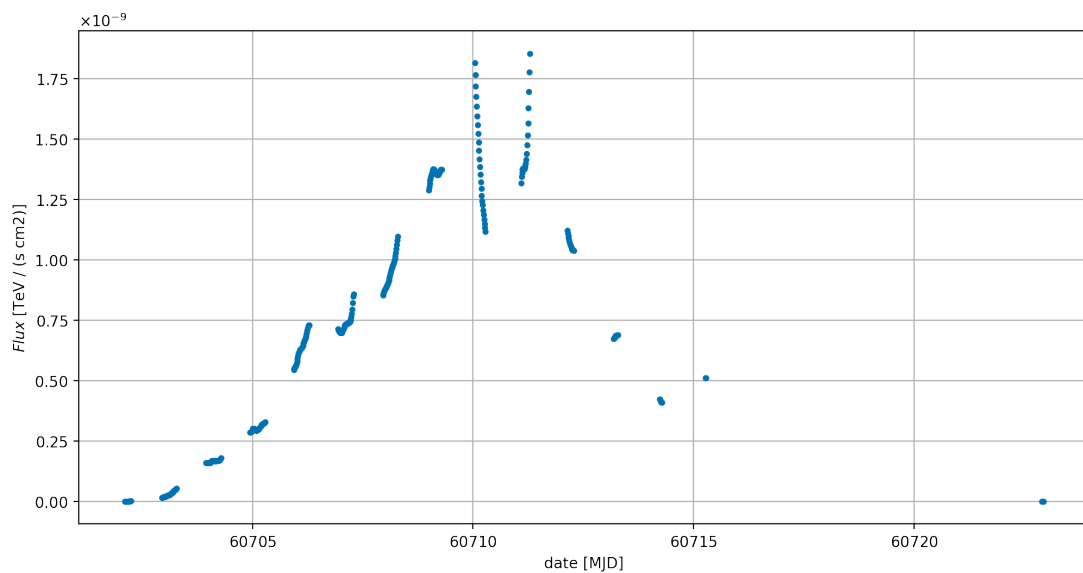
**Figure 4.7:** Schéma explicatif de l'attribution des modèles aux observations par interpolation des SED injectées. Il se lit de gauche à droite, tout à gauche les SED injectées sont représentées. Ensuite on peut calculer l'interpolation entre les flux différentiels aux énergies E1 et E2 représentées en vert et orange respectivement. L'instant t en bleu représente le moment associé à une observation simulée. On peut donc calculer les flux différentiels à l'instant t à E1 et E2, respectivement les points violets et roses. Il est alors possible de finalement reconstruire la SED associée à cet instant représenté en bleu sur le panneau de droite.

du temps pour le modèle de [Christie et al. \(2019\)](#). Si on compare à la figure 4.9 où le flux entre 30 GeV et 10 TeV est calculé à partir des SED associées à chacune des observations (voir fig. 4.5), on peut voir que le nombre d'évènements  $\gamma$  simulés suit bien la même tendance que le flux de la source. Grâce à l'analyse 1D il est possible de calculer un nombre d'excès pour chacune des observations et ainsi calculer une significativité de détection définie par l'équation 2.6, comme on peut le voir sur la figure 4.10.

L'ensemble de la liste de [Datasets](#) de [GAMMAPY](#) associée à la séquence d'observations contient alors ici les évènements  $\gamma$  simulés. Dans [CTAAGNVAR](#), il est possible de sauvegarder directement cette liste au format [FITS](#) en utilisant les méthodes d'écriture directement implémentées dans [GAMMAPY](#). Les fichiers ainsi créés pourront ensuite être rechargés par [CTAAGNVAR](#) pour continuer la suite du processus d'ajustement implémenté et expliqué dans les sections suivantes. De fait, il est donc possible d'utiliser des données réelles, sous la forme de [Datasets](#) de [GAMMAPY](#), et de les traiter avec [CTAAGNVAR](#). Ce dernier apparaît donc comme à la fois utile pour simuler et analyser des données de [CTAO](#) mais aussi pour analyser des données réelles avec d'autres [IACT](#) actuellement en opération.

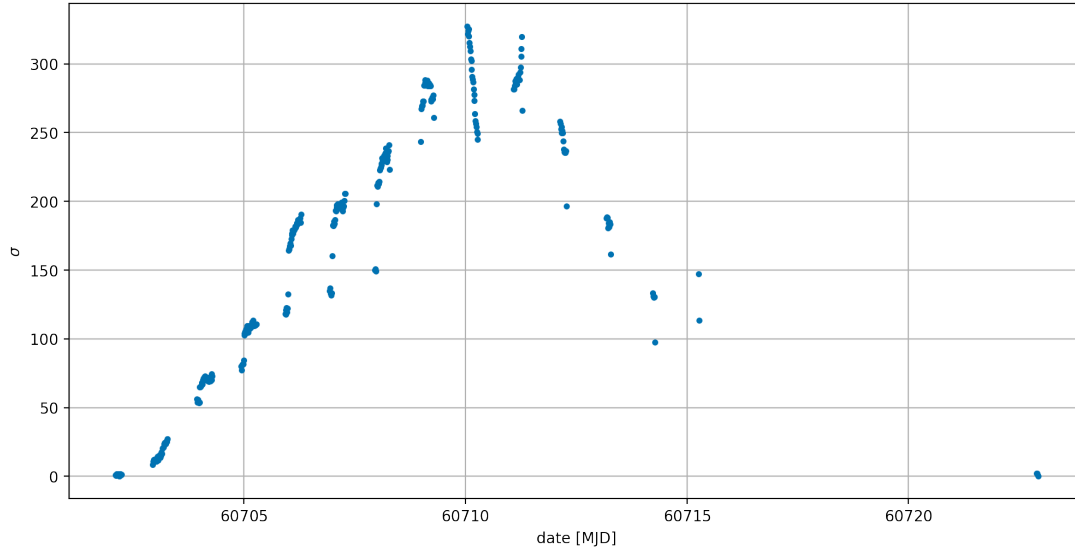


**Figure 4.8:** Évolution du nombre d'évènements  $\gamma$  simulés dans la région ON en fonction du temps.



**Figure 4.9:** Évolution du flux intégré entre 30 GeV et 10 TeV associé à la source, calculé à partir de la SED associée à chacune des observations, en fonction du temps.

#### 4. Développement d'un code de simulation et d'analyse d'observation d'AGN avec CTAO



**Figure 4.10:** Évolution de la significativité du signal en fonction du temps. Celle-ci est calculée grâce à l'équation 2.6 à partir du nombre d'excès dans la région ON, définie par 2.5.

#### 4.4.5 Ajustement spectral

Une fois la simulation des événements  $\gamma$  effectuée, il est ensuite possible de reconstruire les propriétés spectrales de la source grâce à **GAMMAPY** avec la méthode du *forward folding* présentée dans la partie 4.2. Un modèle spectral est donc ajusté sur chacune des observations. Ce modèle peut être varié, il sera souvent un des modèles définies par les équations 4.1, 4.2, 4.3 et 4.4, mais on pourra plus généralement utiliser n'importe quel modèle spectral implémenté dans **GAMMAPY**. De plus, la prise en compte de l'absorption due à l'EBL est aussi possible en ajoutant le facteur  $\exp(-\tau_{\gamma\gamma}(E, z))$  de l'équation 1.32 (voir 1.3.4). Il est possible de considérer  $z$  comme un paramètre libre mais généralement nous le fixons à la valeur nominale issue des observations dans la bande visible et infrarouge. Concernant le modèle d'EBL, le scénario de **Domínguez et al. (2011)** est utilisé dans **CTAAGNVAR**. Le modèle spectral généralement utilisé sera donc définie comme suit :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi(E) = \Phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma - \beta \ln(E/E_0)} \times \exp\left(\frac{-E}{E_{\text{cut}}}\right) \times e^{-\tau_{\gamma\gamma}(E, z)} \quad (4.7)$$

avec les mêmes paramètres que ceux définis plus tôt pour les équations 4.1, 4.2, 4.3 et 4.4. On voit facilement qu'on peut passer de cette loi générale à la LPC en fixant  $E_{\text{cut}}$  à l'infini, ou bien à la LPE en fixant  $\beta = 0$ . Sous ces deux conditions, on retombe sur la LP avec le coefficient d'absorption de l'EBL.

Ce modèle va pouvoir être ajusté sur chacune des observations de la séquence.  $E_0$  agissant comme un pivot sur l'ensemble du spectre, il est plus efficace de le placer à la médiane des énergies des photons  $\gamma$  détectés dans une observation donnée. Ce processus est implémenté dans **CTAAGNVAR** et va donc être fait avant chaque ajustement pour chacune des observations.

#### 4.4. CTAAGNVAR: le code de simulation et d'analyse des observations de blazars avec CTAO

De même, dans CTAAGNVAR, il est possible de reprendre le modèle ajusté pour une observation comme point de départ de l'ajustement pour l'observation suivante comme ça a été expliqué dans 4.4.2.

Le processus d'ajustement se fait par minimisation de la vraisemblance qui est définie comme suit dans GAMMAPY:

$$\begin{aligned} -2 \log L(N_{\text{ON}}, N_{\text{OFF}}, \alpha, \mu_{\text{sig}}, \mu_{\text{fond}}) &= 2(\mu_{\text{sig}} + (1 + \alpha)\mu_{\text{fond}} \\ &\quad - N_{\text{ON}} \log(\mu_{\text{sig}} + \mu_{\text{fond}}) - N_{\text{OFF}} \log\left(\frac{\mu_{\text{fond}}}{\alpha}\right)) \end{aligned} \quad (4.8)$$

Cette formule est appelée formule WStat et est celle implémentée dans HEASOFT (Nasa High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (Heasarc), 2014) (Burke et al., 2018). On retrouve les nombres de photons  $\gamma$  détectés dans les région ON et OFF que sont  $N_{\text{ON}}$  et  $N_{\text{OFF}}$ . Quant à  $\mu_{\text{sig}}$  et  $\mu_{\text{fond}}$ , ces grandeurs représentent le nombre de photons  $\gamma$  prédit par le modèle spectral ajusté, pour la source et le fond hadronique respectivement. L'opposé du logarithme de cette vraisemblance est alors minimisé grâce à une descente de gradient à l'aide de MINUIT (Dembinski et al., 2024).

Le jeu de paramètres du modèle qui minimise donc  $-2 \log L(\mu)$  est noté  $\hat{\mu}$  et permet alors de définir le meilleur modèle ajusté. Pour estimer les erreurs sur chacun des paramètres libres du modèle, ils sont chacun à leur tour modifiés et fixés autour de leur valeur idéale tout en réajustant le reste des paramètres. Cela permet de calculer un profil de vraisemblance qui peut se définir comme suit :

$$\frac{d(-2 \log L(\mu_i))}{d\mu_i} \quad (4.9)$$

où  $\mu_i$  représente le  $i$ -ème paramètre dont on cherche à estimer l'erreur. En normalisant cette log-vraisemblance avec sa valeur maximale notée  $\hat{L}(\hat{\mu})$ , on peut alors définir un test statistique (TS) comme un rapport de maximum de vraisemblance comme suit :

$$\text{TS} = -2 \log \frac{L(\mu_i)}{\hat{L}(\hat{\mu})} \quad (4.10)$$

On peut alors calculer le profil de ce TS et associer une erreur sur le paramètre  $\mu_i$  en regardant le seuil défini par  $\Delta \text{TS} = 1$ . Cette valeur correspond à un écart de  $1\sigma$  dans l'hypothèse où le TS suivrait un  $\chi^2$ . En effet dans ce cas on peut associer un niveau de confiance, en déviation standard, au TS via la relation suivante :

$$\sigma^2 = -2 \log \frac{L(\mu_i)}{\hat{L}(\hat{\mu})} \quad (4.11)$$

La figure 4.11 représente les profils de TS pour un ajustement d'un modèle en loi de puissance avec coupure exponentielle (4.3) sur une partie des données simulées dans la partie précédente (4.4.4), les intersections du profile au seuil  $\text{TS} = 1$  permettent de définir l'erreur sur les paramètres  $\Phi_0$ ,  $\Gamma$  et  $E_{\text{cut}}$  présentés dans le tableau 4.1.

#### 4. Développement d'un code de simulation et d'analyse d'observation d'AGN avec CTAO

Paramètres spectraux du modèle LPE ajustés		
Paramètre	Valeur	Erreur
$\Gamma$	2.816	$2.8 \times 10^{-2}$
$\Phi_0$ ( $\text{TeV}^{-1}\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ )	$5.31 \times 10^{-11}$	$1.2 \times 10^{-12}$
$E_{\text{cut}}^{-1}$ ( $\text{TeV}^{-1}$ )	1.456	$5.9 \times 10^{-2}$

**Table 4.1:** Paramètres spectraux du modèle LPE ajustés sur les données simulées présentées sur la figure 4.8. L'ajustement a été fait sur l'accumulation de l'ensemble des observations de la nuit après MJD 60710.

Le TS défini par l'équation 4.10 est un rapport de vraisemblance, qui n'est par forcément nul à son minimum, qui peut s'écrire comme suit :

$$\text{TS} = -2 \log \frac{L_{H_1}}{L_{H_0}} \quad (4.12)$$

avec  $H_0$  l'hypothèse nulle, c'est à dire ici avec une absence de source, et  $H_1$  l'hypothèse définie par le modèle ajusté.

Pour accorder un niveau de confiance à un ajustement spectral fait sur des données, nous utilisons un estimateur issu de GAMMAPY, qui est une légère variante du TS défini par l'équation 4.10. En effet ce dernier ne permet pas par construction de conclure quant à la validité d'un ajustement. Pour ce faire il faut utiliser la vraisemblance d'avoir mesuré  $N_{\text{ON}}$  et  $N_{\text{OFF}}$ , sous l'hypothèse d'avoir  $N_{\text{ON}}$  et  $N_{\text{OFF}}$ . Ainsi, en reprenant l'équation 4.8 et en utilisant  $\mu_{\text{fond}} = \alpha N_{\text{OFF}}$  et  $\mu_{\text{sig}} = N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}}$ , on obtient alors :

$$2 \log L(N_{\text{ON}}, N_{\text{OFF}}, \alpha, N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}}, \alpha N_{\text{OFF}}) = 2 \left[ N_{\text{ON}} (\log N_{\text{ON}} - 1) + N_{\text{OFF}} (\log N_{\text{OFF}} - 1) \right] \quad (4.13)$$

En combinant ce terme avec celui de l'équation 4.8 on peut alors définir un TS qui se rapporte à un estimateur de validité de l'ajustement défini comme suit :

$$\text{TS}_{\text{valide}} = -2 \log \frac{L(N_{\text{ON}}, N_{\text{OFF}}, \alpha, \mu_{\text{sig}}, \mu_{\text{fond}})}{L(N_{\text{ON}}, N_{\text{OFF}}, \alpha, N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}}, \alpha N_{\text{OFF}})} \quad (4.14)$$

Nous avons validé dans D.1 le fait que ce test est comparable à un  $\chi^2$  avec  $m - n$  degrés de liberté, où  $m$  est le nombre d'observations et  $n$  le nombre de paramètres libres du modèle, que nous noterons  $\chi_{m-n}^2$ . Il est donc possible d'y associer une valeur  $p$ , noté  $p_{\text{value}}$ , qui sera utile pour valider statistiquement où non un ajustement. Cette valeur représente la probabilité d'avoir, selon le modèle spectral  $H$ , une réalisation avec une valeur  $T$  supérieure à celle du TS suivant la fonction de densité en probabilité (PDF<sup>6</sup>) du  $\chi_{m-n}^2$ . La  $p_{\text{value}}$  est définie alors comme :

$$p_{\text{value}}(\text{TS}) = P(T > \text{TS} | H) = S_{\chi_{m-n}^2}(\text{TS}) = \int_{\text{TS}}^{\infty} \text{PDF}_{\chi_{m-n}^2}(k) dk \quad (4.15)$$

<sup>6</sup>de l'anglais *probability density function*

4.4. **CTAAGNVAR**: le code de simulation et d'analyse des observations de blazars avec **CTAO**

Ici  $S$  représente la fonction de survie, qui est liée à la fonction cumulative<sup>7</sup>  $F$  par  $S(t) = 1 - F(t)$ . Pour rappel, la PDF associé à la distribution  $\chi_{m-n}^2$  se définit comme :

$$\text{PDF}_{\chi_{m-n}^2}(k) = \frac{1}{2^{\frac{m-n}{2}} \Gamma(\frac{m-n}{2})} k^{\frac{m-n}{2}-1} e^{-k/2} \quad (4.16)$$

avec  $\Gamma$  la fonction gamma<sup>8</sup> introduite par Euler en 1781. On peut ensuite définir une grandeur en déviation standard, qui permet d'estimer rapidement la déviation d'un modèle spectral reconstruit par rapport à un modèle idéal. On définit cette estimateur, noté  $G$ , comme :

$$G(\text{TS}) = S_{\mathcal{N}(0,1)}^{-1}(p_{\text{value}}(\text{TS})) \quad (4.17)$$

où  $\mathcal{N}(0,1)$  fait référence à la loi normale centrée réduite<sup>9</sup>.  $S^{-1}$  représente la bijection réciproque, aussi appelée fonction inverse, de la fonction de survie  $S$ . La fonction  $G$  permet donc, pour un ajustement spectral fait sur une observation, à partir de la valeur du **TS** associé et du nombre de degrés de liberté, de valider la reconstruction où bien de rejeter celle-ci, avec un certain niveau de confiance. Le modèle idéal présentera donc une valeur de  $G$  de zéro alors que la qualité des estimations spectrales se dégraderont en s'en éloignant.

Une étude approfondie de cet estimateur de validité a été menée avec les données simulées pour les analyses de comportement long-terme des blazars (voir 5) et dont les résultats sont présentés en annexe D.1. Cette étude a permis de comprendre mieux le domaine de validité de cet estimateur ainsi que ses limites. Il est apparu que pour un nombre de degrés de liberté  $m - n < 3$  ou  $m - n > 7$ ,  $G$  est sensiblement biaisé (sa distribution n'est pas centrée sur zéro). Concernant le domaine de valeur valide il peut dépendre de la source mais de manière générale on peut rejeter les ajustements qui présentent un **TS** tel que  $|G(\text{TS})| > 1$  pour un nombre de degrés de liberté  $7 \geq m - n \geq 3$ . Pour les ajustements tels que  $m - n < 3$  ou  $m - n > 7$ , on ne peut utiliser l'estimateur  $G$ , dans ce cas on peut décider de rejeter directement ces observations, qui sont par définition sous-contraintes, ou de les garder sans avoir de critère de rejet.

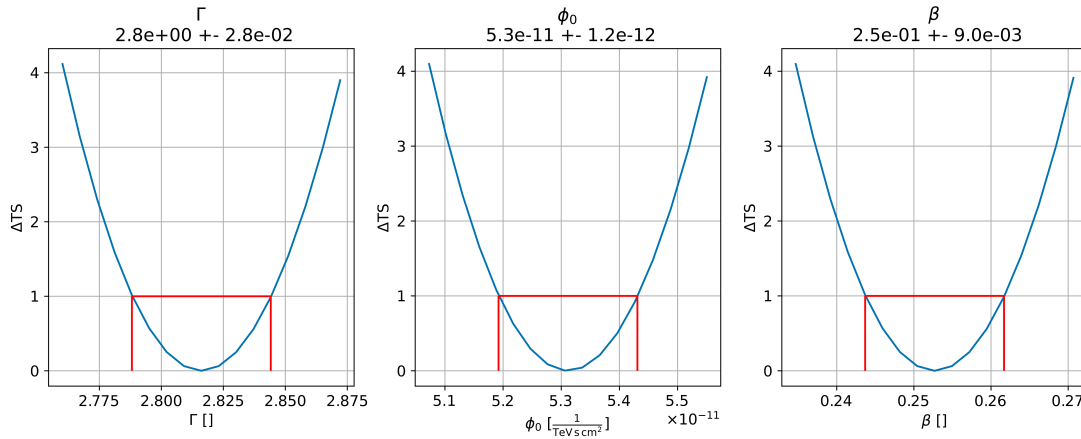
Pour une reconstruction spectrale la plus fine possible, nous avons implémenté un processus d'ajustement itératif qui part d'un ajustement avec un modèle spectral simple pour aller vers un modèle plus complexe. La **LP** est la loi la plus simple qu'on puisse utiliser, ensuite une version plus complexe sont les **LPC** et **LPE**, qui sont toutes deux d'un même degré de complexité, et ensuite la version la plus complexe est la **LPCE** qui combine à la fois la courbure parabolique ainsi que la coupure exponentielle. Afin de considérer qu'un modèle plus complexe est favorable par rapport à sa version simplifiée, le **TS** défini par 4.10 est alors utilisé pour comparer statistiquement les modèles. En effet si on note  $H_1$  une certaine hypothèse spectrale, et  $H'_1$  une hypothèse spectrale plus complexe, on peut directement définir un **TS** comme le rapport des

<sup>7</sup>pour rappel  $F(t) = \int_0^t \text{PDF}(k) dk$ .

<sup>8</sup> $\forall x \in \mathbb{R}, \Gamma(x) = \int_0^\infty t^{x-1} e^{-t} dt$ .

<sup>9</sup>dont la PDF est donnée par  $f(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp -\frac{x^2}{2}$ .

#### 4. Développement d'un code de simulation et d'analyse d'observation d'AGN avec CTAO



**Figure 4.11:** Profil du rapport des maximums de vraisemblance pour les différents paramètres du modèle LPE ajusté sur les données simulées présentées sur la figure 4.8. L'ajustement a été fait sur l'accumulation de l'ensemble des observations de la nuit après MJD 60710. Les lignes rouges indiquent le calcul des erreurs par rapport à la valeur des paramètres qui maximisent la vraisemblance avec un seuil à  $\Delta TS = 1$ .

vraisemblances de ces hypothèses par :

$$TS_{\text{hyp}} = TS_{H_1} - TS_{H'_1} = 2 \log \frac{L_{H'_1}}{L_{H_1}} \quad (4.18)$$

où  $TS_{H_1}$  et  $TS_{H'_1}$  sont les TS définis par l'équation 4.12 pour les hypothèses  $H_1$  et  $H'_1$ . Ce test est valable, selon le théorème de Wilks (Wilks, 1938), uniquement si les modèles  $H_1$  et  $H'_1$  sont imbriqués, c'est à dire qu'on puisse passer de l'un à l'autre de manière continue en modifiant la valeur d'un ou plusieurs paramètres. C'est le cas pour le modèle LPCE qui redevient une LPC en fixant  $E_{\text{cut}}$  à l'infini ou bien une LPE en fixant  $\beta$  à zéro.

Dans le cas où le théorème peut être applicable, il permet alors de considérer comme favorable le modèle  $H'_1$  si sa valeur dépasse un seuil, qui a été fixé ici à 4, correspondant donc à  $2\sigma$  comme l'indique l'équation 4.11. Ce choix repose sur l'étude de (Biasuzzi et al., 2019).

Pour le calcul de  $TS_{\text{hyp}}$ , seulement les intervalles en énergie avec un nombre de coup d'excès supérieur à 10 sont pris en compte, cette limite est aussi issue de Biasuzzi et al. (2019) et permet de rester dans une régime statistique où le TS ainsi défini vérifie bien un  $\chi^2$  dont le nombre de degrés de liberté, égal au nombre d'intervalles en énergie soustrait du nombre de paramètres du modèle, est valide.

Dans le cas où les modèles  $H_1$  et  $H'_1$  ne sont pas imbriqués, et donc que le théorème de Wilks ne puisse être appliqué, ce qui est typiquement le cas pour la comparaison entre la LPE et la LPC, les vraisemblances de chacune des hypothèses sont directement comparées, et c'est le modèle avec la vraisemblance la plus grande qui sera favorisé.

La figure 4.12 montre les spectres ajustés pour les différentes lois évoquées précédemment (LP, LPE, LPC et LPCE) sur l'ensemble des données simulées de la nuit MJD

60711 présentées dans la figure 4.8. On voit visuellement que les spectres des **LPE** et **LPC** ajustent mieux les données que la **LP** seule, ce qui est validé par la comparaison des **TS**. Concernant la comparaison de ces hypothèses, on peut ici aussi faire le rapport des **TS** associés pour comparer directement les vraisemblances. Il apparaît alors que la vraisemblance associée à la **LPE** est supérieure à celle associée à la **LPC**. Pour finir, la comparaison entre la **LPE** et la **LPCE** indique cette dernière favorable. En parallèle de cela, les diagnostics de résidus, définis comme suit,

$$R = \frac{\tilde{\Phi}_{\text{data}} - \tilde{\Phi}_{\text{model}}}{\tilde{\Phi}_{\text{model}}} \quad (4.19)$$

où

$$\tilde{\Phi} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E\Phi(E)dE \quad (4.20)$$

est le flux énergétique intégré (en  $\text{TeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) entre les énergies  $E_{\min}$  et  $E_{\max}$ , indiquent la même tendance, ce qui valide notre technique d'ajustement itératif.

#### 4.4.6 Reconstruction d'une courbe de lumière

Suite à la reconstruction spectrale pour chacune des observations de la séquence, il est donc possible d'avoir une estimation du flux intégré dans une certaine gamme d'énergie et ainsi de reconstruire une **LC**. Ce flux intégré peut se définir comme l'intégrale sur l'énergie du flux différentiel définie par l'équation 4.7, dans ce cas celui-ci sera en  $\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . On peut aussi définir un flux énergétique intégré (voir eq. 4.20) qui sera alors en  $\text{TeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Dans **CTAAGNVAR** le cas par défaut est d'utiliser ce dernier et dans la suite, par "flux" nous entendrons "flux énergétique intégré", sauf cas contraire explicitement précisé.

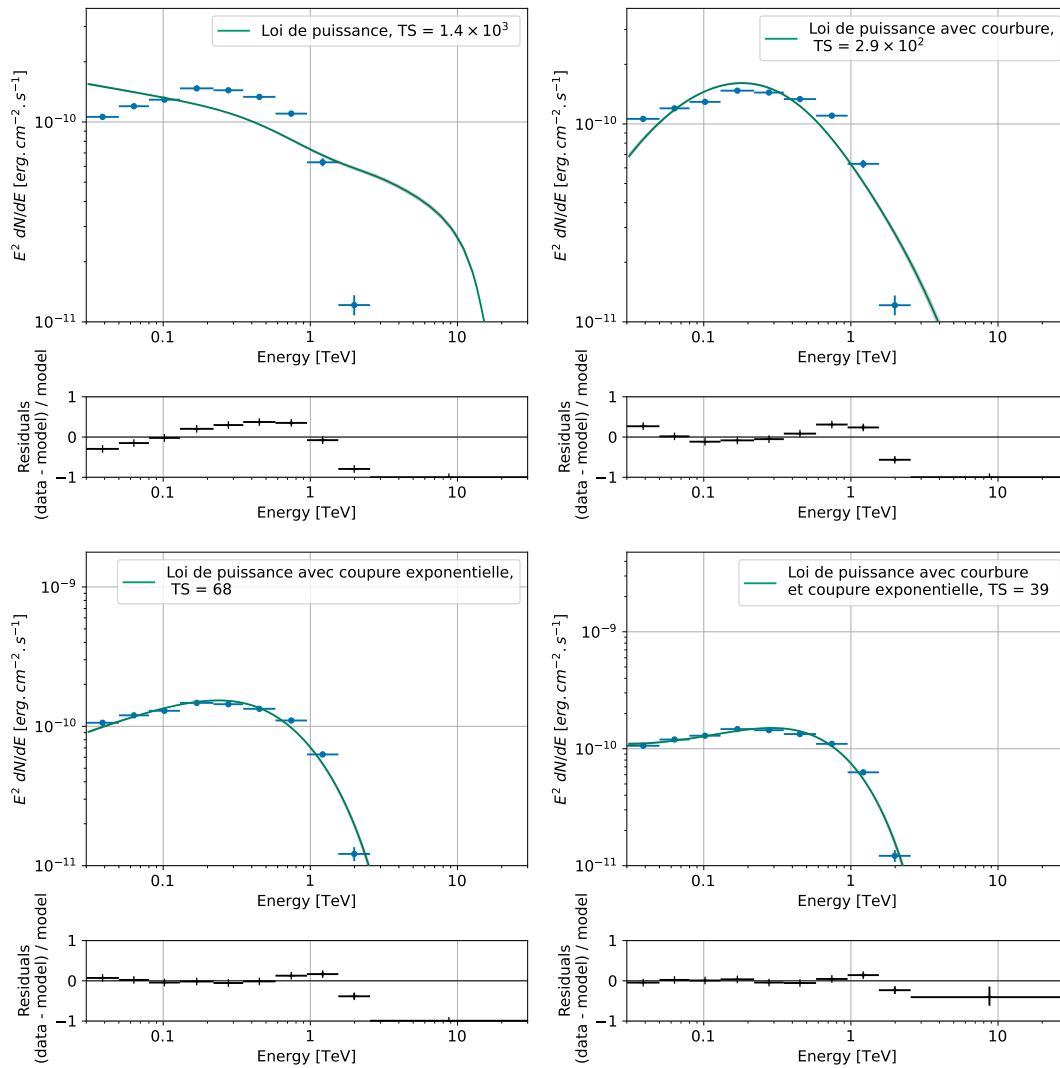
Le flux peut être calculé dans différentes bandes en énergies, pour étudier les variations spectrales associées. La figure 4.13 montre la reconstruction de la **LC** pour les données ici simulées, entre 130 GeV et 30 TeV. Ici le modèle spectral ajusté est une **LPE**. En effet bien que la présence d'une courbure soit indiquée par la figure 4.12, l'ajustement en **LPE** est tout de même très satisfaisant, comme le montrent les résidus affichés dans le panneau inférieur de la figure 4.13, et permet un ajustement beaucoup plus rapide car c'est un modèle avec moins de paramètres libres que la **LPCE**.

Les erreurs sur chacun des points sont obtenues en propageant directement les erreurs des paramètres spectraux ajustés dans le calcul de l'intégrale définie par l'équation 4.20.

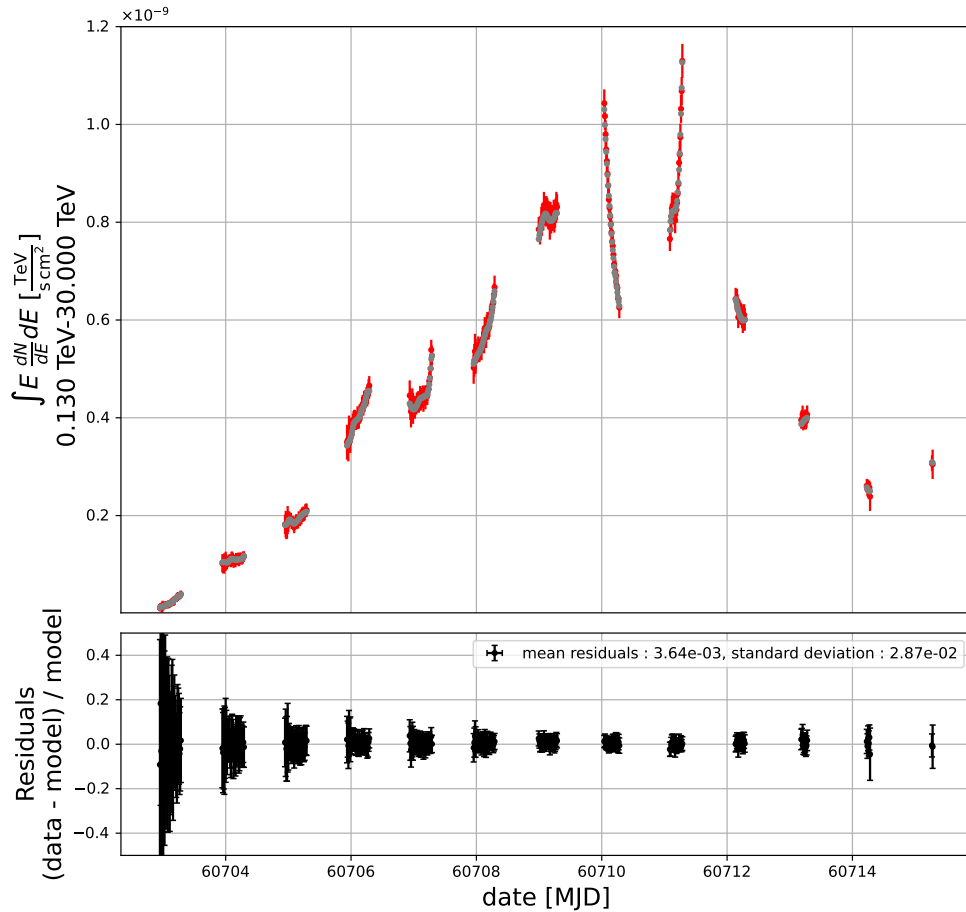
Il est aussi possible avec **CTAAGNVAR** de reconstruire une **LC** dans des sous-bandes en énergie plus fine, dans ce cas, ce n'est pas le modèle spectral précédemment ajusté sur l'ensemble de la gamme en énergie qui va être utilisé pour reconstruire le flux. En effet, si on regarde la figure 4.14 on voit qu'il y a plusieurs ordres de grandeur entre les excès associés au photon  $\gamma$  de basse énergie contre ceux de plus haute énergie. Cette différence induit une différence de poids statistique lors de l'ajustement d'un modèle spectral englobant ces différentes énergies. En effet ce dernier étant largement dominé par les photons  $\gamma$  d'énergie inférieure à 700 GeV, la reconstruction d'un flux



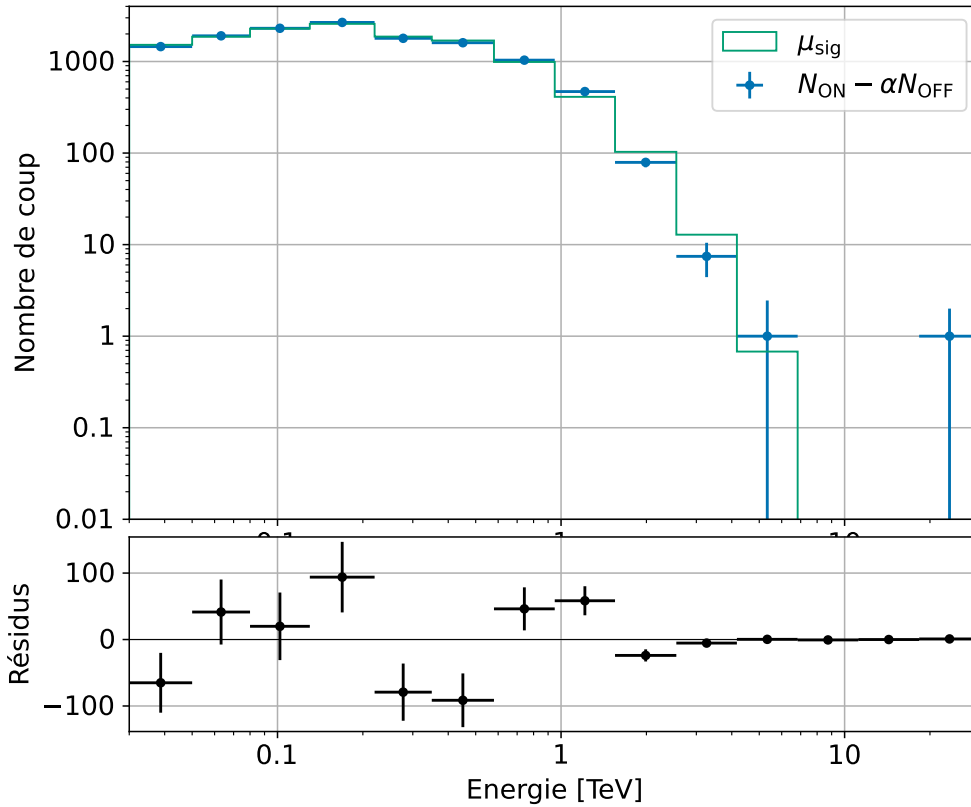
#### 4. Développement d'un code de simulation et d'analyse d'observation d'AGN avec CTAO



**Figure 4.12:** Représentation des spectres ajustés sur les points de flux mesurés sur la nuit suivante MJD 60710 pour différentes hypothèses : en haut à gauche, la LP, à sa droite la LPC, en bas à gauche la LPE et pour finir à sa droite la LPCE. Les points spectraux sont indiqués en bleu tandis que les spectres ajustés sont en vert, une enveloppe grise autour de ces derniers, ici à peine visible, indique l'erreur à  $1\sigma$  autour du modèle. Sous chaque panneau on peut voir en noir les résidus définis par l'équation 4.19 en fonction de l'énergie. Dans chaque légende on peut trouver la valeur du TS défini par l'équation 4.14.



**Figure 4.13:** *LC* reconstruite entre 130 GeV et 30 TeV à partir des données simulées présentées sur la figure 4.8. Les points de flux sont représentés en rouge et sont reconstruits à partir d'un ajustement d'une *LPE*, seulement les points de flux associés à des observations ayant une détection supérieure à  $5\sigma$  sont ici représentés. Les points de flux directement calculés via l'équation 4.20 par intégration des spectres présentés sur la figure 4.5 sont affichés en gris. Le panneau inférieur présente les résidus entre les flux reconstruits et injectés.



**Figure 4.14:** Spectre des excès reconstruits avec l'ajustement en LPCE sur le même jeu de données que celles présentées sur la figure 4.12, c'est à dire pour l'ensemble des observations de la nuit suivante MJD 60710. Les valeurs mesurées sont indiquées en bleu et les valeurs prédites par le modèle spectral sont présentées en vert. Le panneau inférieur indique les résidus entre ces quantités.

dans une bande au delà du TeV basé sur ce modèle serait particulièrement biaisé par la composante à basse énergie. Pour contrer cet effet, il est possible dans CTAAGNVAR de reconstruire une LC dans des intervalles en énergie grâce à un réajustement d'un modèle spectral dans cet intervalle. Le modèle alors utilisé est une simple LP car il n'y a généralement pas de sens physique à vouloir reconstruire une forme spectrale plus complexe dans des intervalles en énergie plus fins que la gamme entière, en effet ici l'objectif est uniquement de reconstruire un flux et un indice de photon, et non des caractéristiques spectrales particulières.

#### 4.4.7 Estimateurs de variabilité

Ayant pour objectif la détection de variabilité dans l'émission des blazars, des estimateurs utiles pour la détecter ont été implémentés dans CTAAGNVAR. Le premier

4.4. **CTAAGNVAR**: le code de simulation et d'analyse des observations de blazars avec **CTAO**

Estimateur	$\sigma_{XS}^2$	$F_{var}$	$F_{pp}$
Valeurs	$0.41 \pm 0.03$	$0.64 \pm 0.03$	0.04

**Table 4.2:** Valeurs des estimateurs de variabilité de la **LC** reconstruite sur les données simulées présentée sur la figure 4.13.

se base directement sur l'excès de variance<sup>10</sup>, noté  $\sigma_{XS}$  (Edelson et al., 2002), qui représente la variance d'un signal soustrait de la variance induite par les erreurs, défini comme suit :

$$\sigma_{XS}^2 = \frac{\sigma^2 - \langle \sigma_{err}^2 \rangle}{\langle x \rangle^2} \quad (4.21)$$

où  $x$  est la **LC** et la moyenne est représentée par les crochets. Au numérateur, le premier terme représente la variance d'un signal et le deuxième terme celle induite par les erreurs sur chacun des points de la **LC**.

On peut alors définir la variabilité fractionnelle du flux (Vaughan et al., 2003) qui se définit par :

$$F_{var} = \sqrt{\frac{\sigma_{XS}^2}{\langle x \rangle^2}} \quad (4.22)$$

Une valeur élevée de cet indicateur indique donc que la variabilité de la **LC** est dominée par des fluctuations intrinsèques de la source observée et non pas par les variations statistiques décrites par les barres d'erreur.

On peut aussi définir la variabilité fractionnelle de l'indice de photon de la même manière noté  $\Gamma_{var}$ . Ces grandeurs sont parmi les plus simples qui puissent être définies pour indiquer ou infirmer la présence d'une variabilité ou bien en flux ou bien en indice de photon. Elles sont difficilement capables de quantifier la présence de variabilité dans le cas des éruptions d'**AGN**, mais servent plutôt d'indicateur qualitatif. Dans le cas de l'évolution à long terme, on verra dans le chapitre 5 une utilisation de  $F_{var}$  en tant que mesure de la variabilité à long terme. Un estimateur spécialement conçu pour la détection de variabilité sur des temps courts, particulièrement adapté pour des éruptions d'**AGN** avec des variations rapides, a aussi été implémenté. C'est la variabilité fractionnelle point-à-point, et est définie dans Edelson et al. (2002). Il s'écrit de la manière suivante :

$$F_{pp} = \frac{1}{\langle x \rangle} \sqrt{\frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=0}^{N-1} (x_{i+1} - x_i)^2 - \sigma_{err}^2} \quad (4.23)$$

où  $N$  est le nombre de points de flux dans la **LC**. Le tableau 4.2 regroupe les différents estimateurs ici présentés calculés à partir de la **LC** présentée sur la figure 4.13.

On pourra à l'avenir s'intéresser à d'autres estimateurs de variabilité comme simplement l'évolution temporelle du gradient du flux calculé pour une **LC**.

<sup>10</sup>en anglais *excess variance*



# Étude du comportement à long terme des blazars avec CTAO

## Sommaire

5.1	Évolution à long terme de l'émission des blazars et motivation de l'étude	152
5.1.1	Une distribution log-normale du flux	152
5.1.2	PSD des blazars	154
5.1.3	Motivation et cadre de l'étude	155
5.2	Génération d'un modèle spectral analytique à long terme de blazar	156
5.3	Simulation et reconstruction de la courbe de lumière	160
5.3.1	Calcul de la visibilité	160
5.3.2	Simulation des événements $\gamma$	162
5.3.3	Des diagnostics pour contrôler la validité des données simulées	165
5.4	Reconstruction de la LC et de la densité spectrale de puissance	168
5.4.1	Reconstruction de LC	168
5.4.2	Reconstruction de densité spectrale de puissance	174
5.5	Validation avec des données réelles : le cas de PKS 2155-304 avec H.E.S.S.	178
5.5.1	Cadre de l'étude	178
5.5.2	Reconstruction de la courbe de lumière à long terme et de sa densité spectrale de puissance	178
5.5.3	Conclusion de l'étude des données réelles	182
5.6	Conclusion	182

Dans ce chapitre, nous allons utiliser `CTAAGNVAR` pour étudier le comportement à long terme des blazars avec `CTAO`. Tout d'abord le programme à long terme des blazars ainsi que les motivations à son étude sont décrites dans la partie 5.1. La

description de sa modélisation dans le cadre de cette étude est présentée dans la partie 5.2. Ensuite la simulation des évènements  $\gamma$  ainsi que la définition de quelques diagnostics visant à valider les simulations sont expliquées dans 5.3. Il est alors possible de reconstruire une LC et ensuite d'en calculer la densité du spectre de puissance (PSD<sup>1</sup>) et ainsi sonder les propriétés physiques de la source comme nous allons le décrire ci-dessous.

### 5.1 Évolution à long terme de l'émission des blazars et motivation de l'étude

#### 5.1.1 Une distribution log-normale du flux

De manière simple, lorsqu'on observe un blazar, après accumulation d'un certain nombre d'observations, on peut reconstruire un histogramme du nombre d'observations, en fonction du logarithme du flux mesuré pendant cette durée, comme présenté sur la figure 5.1.

Par définition, dire que le logarithme d'une variable aléatoire  $X$  suit une loi normale signifie que la variable  $X$  suit la loi dont la fonction de densité de probabilité (PDF<sup>2</sup>) vérifie :

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_X} \exp\left(-\frac{(\log x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.1)$$

où  $\mu$  et  $\sigma$  sont respectivement la moyenne et l'écart type de la variable  $X$ .

La distribution du logarithme du flux présentée sur la figure 5.1 peut être décrite par une loi normale comme indiqué par H. E. S. S. Collaboration et al. (2010) pour le blazar PKS 2155-304 et Chakraborty and Cologna (2015) pour Mrk 501. Le caractère log-normal du flux est aussi suggéré pour le blazar Mrk 421 (Sinha et al., 2016), ainsi que pour des blazars détectés par *Fermi*-LAT (Shah et al., 2018).

De même, H. E. S. S. Collaboration et al. (2017a) montre une corrélation linéaire entre le flux mesuré et sa moyenne quadratique<sup>3</sup> (RMS<sup>4</sup>), pour PKS 2155-304 vu par H.E.S.S. et *Fermi*-LAT (voir fig. 5.2). De la même manière, ces corrélations sont aussi observées en rayon X et optique (Chevalier et al., 2015). Cette relation linéaire entre le flux et sa RMS est directement liée à la distribution log-normale des flux (Uttley, McHardy, and Vaughan, 2005; Uttley and McHardy, 2001).

Le caractère log-normal de la distribution du flux est quelque chose de commun aux phénomènes d'accrétions, comme c'est le cas des binaires X (Uttley and McHardy, 2001). Physiquement cela signifie que les processus d'émission sont multiplicatifs et non additifs, en effet si on considère un processus stochastique  $X$  comme la multipli-

---

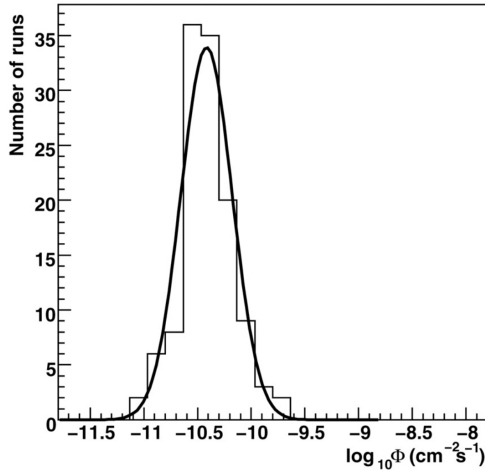
<sup>1</sup>de l'anglais *power spectrum density*.

<sup>2</sup>de l'anglais *probability density function*

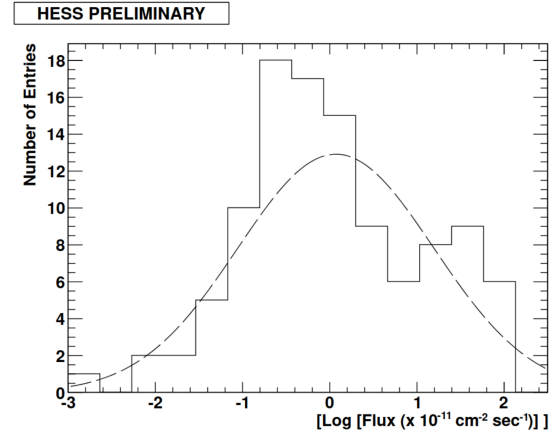
<sup>3</sup>qui se définit comme  $\sqrt{\frac{1}{\text{card}(E)} \sum_{i \in E} x_i^2}$

<sup>4</sup>de l'anglais *root mean square*

## 5.1. Évolution à long terme de l'émission des blazars et motivation de l'étude

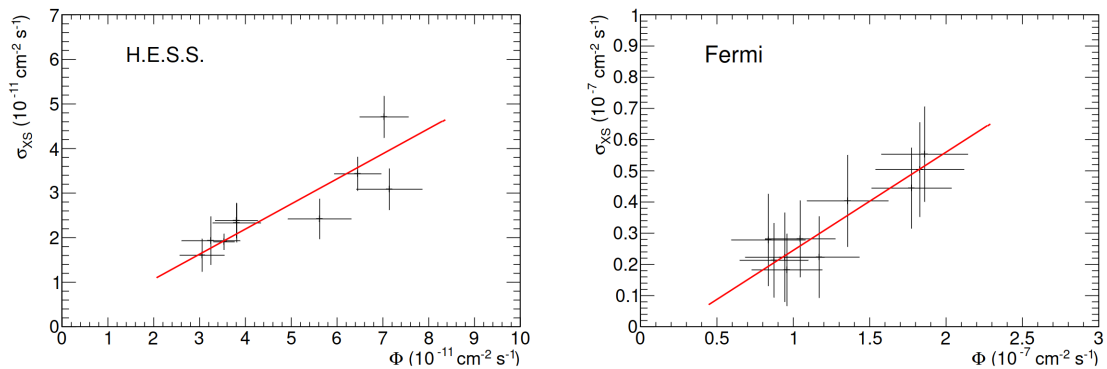


(a) Distribution du logarithme du flux au-dessus de 200 GeV pour PKS 2155-304 observé par H.E.S.S. entre 2005 et 2007. La période d'activité intense (Aharonian et al., 2007a) de 2006 est exclue. La courbe noire représente l'ajustement d'une Gaussienne. Crédit : H. E. S. S. Collaboration et al. (2010).



(b) Distribution du logarithme du flux au-dessus de 2 TeV pour Mrk 501 observé par H.E.S.S. lors d'une éruption de Juin 2014. La courbe noire représente l'ajustement d'une Gaussienne. Crédit : Chakraborty and Cologna (2015).

**Figure 5.1:** Distribution du logarithme du flux pour PKS 2155-304 (à gauche) et Mrk 501 (à droite)



**Figure 5.2:** Corrélation entre le flux intégré et sa RMS pour PKS 2155-304 observé par H.E.S.S. à droite et Fermi-LAT à gauche. La ligne rouge représente un ajustement linéaire. Crédit : H. E. S. S. Collaboration et al. (2017a)



## 5. Étude du comportement long terme des blazars avec CTAO

---

cation de  $N$  processus sous-jacents alors le logarithme de  $X$  vérifie :

$$\log X = \sum_{i=1}^N \log x_i \quad (5.2)$$

Ainsi, d'après le théorème de la limite centrale, pour  $N \rightarrow \infty$ , la distribution de  $\log X$  sera normale. De fait, l'émission des blazars est donc plutôt décrite par des phénomènes en cascades que des superpositions de jets par exemple. Plusieurs scénarios existent donc et nous allons ici nous contenter de les évoquer rapidement, on pourra se référer à la revue [Rieger \(2019\)](#) pour plus de détails. Un premier scénario se base sur des fluctuations de densité dans le disque d'accrétion, qui vont se propager au jet ([McHardy \(2010\)](#), [Giebels and Degrange \(2009\)](#) et ([Biteau and Giebels, 2012](#))) et donc directement influencer l'injection de particule au sein du jet. Ces fluctuations dans le disque agissent donc comme une réaction en chaîne et vont finalement moduler l'émission de rayon  $\gamma$  ([Rieger and Volpe, 2010](#)). Un autre scénario serait d'invoquer des réactions en chaîne au niveau des processus d'émission des rayons  $\gamma$  eux-mêmes, on peut par exemple évoquer les cascades synchrotron induites par l'émission hadronique (création de paire, et production de pions) de protons accélérés dans le jet ([Mannheim, 1993](#)). On peut également invoquer les processus d'accélération qui peuvent intrinsèquement fluctuer. En effet on peut imaginer des fluctuations dans le taux d'accélération ([Sinha et al., 2018](#)) qui vont alors induire des fluctuations sur la distribution de vitesse des particules qui finalement pourra produire une distribution log-normale du flux de photons  $\gamma$ .

### 5.1.2 PSD des blazars

Une PSD représente la quantité de la puissance de variabilité en fonction de la fréquence, c'est ainsi un outil particulièrement adapté quand on cherche à caractériser les fréquences temporelles auxquelles les phénomènes variables apparaissent dans l'émission des AGN. En effet d'après sa définition, un spectre en loi de puissance sera la signature d'un signal apériodique, alors qu'un pic dans la PSD sera la signature d'une périodicité à la fréquence associée.

Pour calculer la PSD à partir d'une courbe de lumière, il suffit simplement d'en calculer son périodogramme, défini comme le module de sa transformée de Fourier discrète. Plus de détails quant au calcul de la PSD avec [CTAAGNVAR](#) seront donnés dans la partie 5.4.

De manière générale on peut caractériser la PSD des blazars par une loi de puissance comme suit :

$$\text{PSD}(\nu) = \nu^{-\beta} \quad (5.3)$$

où  $\beta \geq 0$  représente l'indice. On parlera de bruit blanc quand  $\beta = 0$ , de bruit rose quand  $\beta = 1$  et de bruit rouge lorsque  $\beta = 2$ .

Plusieurs études ont été menées dans la gamme énergétique de *Fermi*-LAT, dont [Chatterjee et al. \(2012\)](#), qui a montré que les PSD de 6 blazars (de type BL Lac et FSRQ) avaient bien la forme d'une loi de puissance plutôt caractérisée par un bruit rouge. L'étude a été poursuivie avec 15 blazars et la présence d'une fréquence

de cassure, notée  $f_b$ , à laquelle l'indice  $\beta$  change de valeur, passant d'un bruit rose au bruit rouge ou blanc, a été caractérisée pour certaines sources telles que PKS 2155-304 ou bien 3C 454.3 (Sobolewska et al. (2014), Nakagawa and Mori (2013)). La position de  $f_b^{-1}$  est variable et la période associée peut être de l'ordre de 10 à 150 jours. Cette forme de PSD n'est pas seulement propre au blazars mais est aussi applicable aux AGN de type radio galaxie comme pour NGC 1275, de type Seyfert (Kushwaha et al., 2017). La PSD en loi de puissance des AGN est une propriété qui se retrouve aussi à toutes les longueurs d'ondes, aussi bien en optique, rayons X et rayons  $\gamma$  comme le montre l'étude du BL Lac OJ 287 (Goyal et al., 2018). Pour le régime des VHE au delà de 100 GeV, il n'y a aujourd'hui que PKS 2155-304 dont la PSD peut être reconstruite avec une précision suffisante pour caractériser un spectre en bruit rouge lors de l'éruption de 2006 et en bruit rose pour la caractérisation de l'état calme, avec  $f_b^{-1}$  de l'ordre de 1 à 10 jours (H. E. S. S. Collaboration et al., 2017a). Cette valeur est d'ailleurs la même que celle observée en rayons X pour cette même source (Kataoka et al., 2001).

Ici aussi, les fluctuations dans le disque d'accrétion sont une explication à cette forme de PSD (Lyubarskii, 1997). Une relation particulièrement importante est celle de McHardy et al. (2006), qui relie la position de  $f_b$ , à la structure du disque d'accrétion aux abords du SMBH central, ainsi que le taux d'accrétion à la luminosité d'Eddington (voir l'équation 1.2 dans la section 1.1.2) notée  $\dot{m}_{\text{Edd}}$  et sa masse  $M_{\text{BH}}$ , qui se définit comme suit :

$$f_b^{-1} = 100 j \frac{M_{\text{BH}}}{10^8 M_{\odot}} \frac{0.01}{\dot{m}_{\text{Edd}}} \quad (5.4)$$

où  $M_{\odot}$  est la masse solaire.

### 5.1.3 Motivation et cadre de l'étude

En regardant l'équation 5.4, il apparaît donc comme particulièrement intéressant de chercher à reconstruire avec précision la PSD des blazars, car celle-ci nous renseigne directement sur les caractéristiques du SMBH central ainsi que sur le régime d'accrétion à l'œuvre. Pour cela il faut être capable de reconstruire le comportement à long et court terme des blazars, chose que nous souhaitons ici caractériser pour CTAO.

Pour cela, le programme d'observation à long terme de CTAO, décrit dans Zech et al. (2019), prévoit de suivre pendant 10 ans à raison d'une observation de 30 min d'exposition par semaine les 18 AGN présentés dans le tableau 5.1. Ici, pour étendre l'étude de Zech et al. (2019) nous allons faire 20 ans de simulations, nous pourrions toujours dans la suite extraire 10 ans de données à partir des 20 ans.

Nous allons donc ici utiliser un modèle capable de décrire l'émission de ces différents AGN sur 20 ans, pour ensuite faire la simulation du suivi avec CTAO grâce à CTAAGNVAR, pour finalement quantifier les perspectives offertes par CTAO en terme de caractérisation de l'évolution à long terme de l'émission des AGN ainsi que la reconstruction de leur PSD. La question finale à laquelle nous souhaitons répondre est de déterminer dans quelle mesure il serait possible avec CTAO de reconstruire la pente ainsi que la position de  $f_b$ . Pour cela nous allons pour chacune des sources

## 5. Étude du comportement long terme des blazars avec CTAO

Type de source	Nom
UHBL	1ES0229+200(N), 1ES1101-232(S)
HBL	Mrk421(N), Mrk501(N), PKS2155-304(S), 1ES1215+303(N), 1ES1218+304(N), H1426+428(N)
IBL	3C66A(N), 1ES1011+496(N), WComae(N)
LBL	APLibrae(S), BLLac(N)
FSRQ	PKS1510-089(S), PKS1222+216(N)
radio galaxie	M87(N), NGC 1275(N), IC310(N)

**Table 5.1:** Sources étudiées par le programme d'observation à long terme des AGN de CTAO. Les lettres entres parenthèses indique si la source est observée depuis le site nord (N) ou sud (S). Le cas de PKS1510-089 est actuellement en train d'être étudié au sein du consortium CTAO et cette source sera sûrement observée plutôt depuis le site nord de CTAO.

Configuration	$f_b^{-1}$ (en j)	$\beta_l$	$\beta_h$
Sans cassure	1	$\beta_l = \beta_h$	[0.5, 1, 2]
Avec cassure	10	0	[0.5, 1, 2]
	100	0	[0.5, 1, 2]
	1000	0	[0.5, 1, 2]

**Table 5.2:** Caractéristiques des PSD utilisées pour décrire les AGN de programme d'observation à long terme. Il y a deux configurations, une avec et l'autre sans cassure dans le spectre de puissance.  $\beta_l$  et  $\beta_h$  représentent respectivement les pente en-deça et au-delà de  $f_b$ .

produire 20 ans de simulations avec différentes caractéristiques pour les PSD, à savoir sans cassure, avec des pentes de 0.5, 1 et 2, et avec  $f_b^{-1}$  égale à 10, 100 et 1000 j avec un bruit blanc avant la cassure et une pente de 0.5, 1 ou 2 ensuite. Le tableau 5.2 décrit l'ensemble des configurations de PSD utilisées pour ces simulations.

Par soucis de lisibilité, dans la suite du chapitre nous nous contenterons d'illustrer la suite du processus de simulation et reconstruction pour seulement quelques sources, avec des modèles de PSD sans cassure avec une pente de 1. L'ensemble des résultats de cette étude sont regroupés en annexe E.2.

## 5.2 Génération d'un modèle spectral analytique à long terme de blazar

Pour générer une modèle à long terme, nous utilisons l'algorithme de Emmanoulopoulos, McHardy, and Papadakis (2013), qui permet de produire une série temporelle  $\epsilon(t)$ , dont la distribution est log-normale, et la PSD en loi de puissance brisée. Nous utilisons pour cela l'implémentation de CTAAGNLTM<sup>5</sup> où il est possible de spécifier

<sup>5</sup>dépôt : [https://gitlab.com/jbiteau.pro/CTA\\_AGN\\_LTM](https://gitlab.com/jbiteau.pro/CTA_AGN_LTM)

$f_b$ , ainsi que les pentes avant et après cette cassure,  $\beta_l$  et  $\beta_h$  respectivement. Pour normaliser la PSD, nous utilisons la relation suivante :

$$F_{\text{var}} = \int_{\frac{1}{T}}^{\frac{1}{2\delta t}} \text{PSD}(\nu) d\nu \quad (5.5)$$

où  $T$  représente la durée totale de la série temporelle à générer et  $\delta t$  la période d'échantillonnage. Cette relation permet donc de relier des valeurs de  $F_{\text{var}}$  (voir équation 4.22) mesurées à la PSD synthétique que nous utilisons.

En effet, pour avoir une certaine cohérence avec les caractéristiques observationnelles des blazars, nous avons comparé les distributions de la série temporelle produite par l'algorithme de [Emmanoulopoulos, McHardy, and Papadakis \(2013\)](#) pour différentes valeurs de  $F_{\text{var}}$ , à savoir 0.5, 1, 1.5, 2 et 3. En comparant à des données observées par [MAGIC](#) caractérisant un état d'activité particulièrement peu intense de Mrk 501 entre 2017 et 2020 ([Abe et al., 2023](#)), la figure 5.3 montre qu'une valeur de  $F_{\text{var}}$  en dessous de 2 semble difficilement décrire ces observations. Il faut bien prendre en compte le fait que les observations que nous avons ici de [MAGIC](#) sondent un état d'activité particulièrement bas de Mrk 501, il est donc normal de ne pas reconstruire, avec nos modèles, la distribution observée par [MAGIC](#). C'est seulement la queue de distribution à gauche de la celle basée sur notre modèle qui doit s'accorder avec la distribution observée par [MAGIC](#). Une valeur de  $F_{\text{var}}$  de 3 semble produire une queue de distribution à flux élevé trop importante par rapport à l'activité à haut flux observée ([Gréaux et al., 2023](#)). Ainsi nous avons décidé de choisir  $F_{\text{var}} = 2$  pour décrire la variabilité des blazars.

La série temporelle  $\epsilon(t)$  générée va servir de base pour décrire la variabilité spectrale de notre modèle de blazar, nous utilisons alors le modèle spectral générique de [LPCE](#) absorbé par l'[EBL](#), décrit par l'équation 4.7, en y ajoutant une variabilité temporelle comme suit :

$$\Phi(E, t) = \Phi_0(t) \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\Gamma(t) - \beta \ln(E/E_0)} \times \exp \left( \frac{-E}{E_{\text{cut}}} \right) \times e^{-\tau_{\gamma\gamma}(E, z)} \quad (5.6)$$

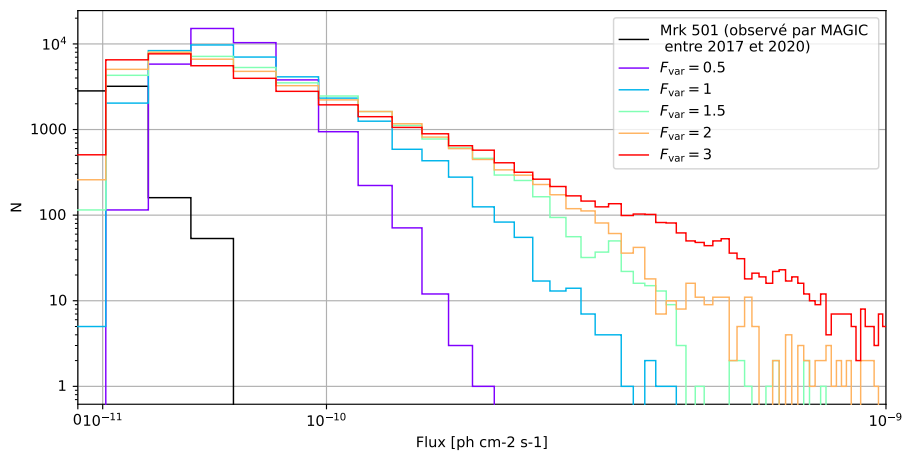
Dorénavant  $\Phi_0(t)$  dépend du temps et est donnée par la série temporelle générée par [Emmanoulopoulos, McHardy, and Papadakis \(2013\)](#). L'indice de photon  $\Gamma(t)$  dépend lui aussi du temps, il est créé à partir de  $\Phi_0(t)$ , et donc de  $\epsilon(t)$ , en considérant une corrélation dite de "plus dur lorsque plus brillant"<sup>6</sup> qui signifie que le spectre sera plus dur, donc avec un indice de photon plus faible, quand le niveau de flux sera plus élevé ([H. E. S. S. Collaboration et al. \(2010\)](#), [Kapanadze et al. \(2014\)](#)). Ces deux grandeurs sont alors définie comme suit :

$$\begin{aligned} \Phi_0(t) &= \Phi_0[\epsilon(t)]^x \\ \Gamma(t) &= \Gamma_0 - b\chi \ln \epsilon(t) \end{aligned} \quad (5.7)$$

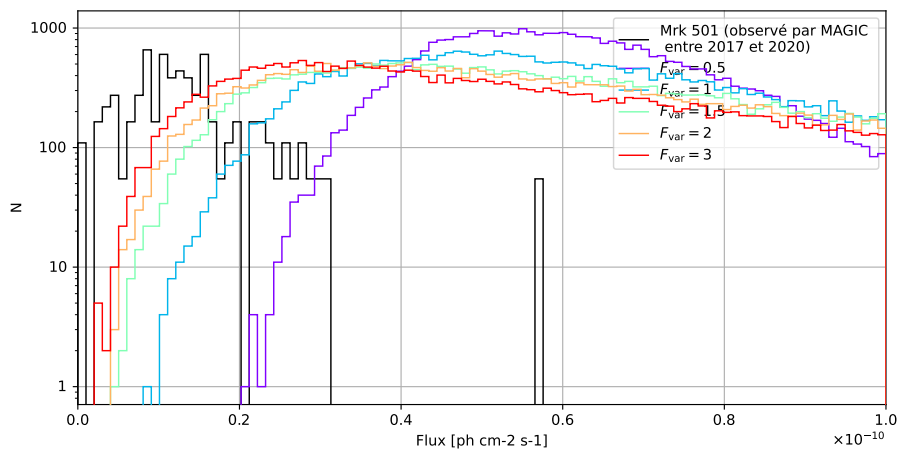
où  $b$  et  $\chi$  sont deux paramètres du modèles qui lient les grandeurs spectrales à la série temporelle  $\epsilon(t)$ . On définit une énergie pivot  $E_{\text{pivot}}$  de sorte à ce que la variabilité soit

<sup>6</sup>plus connu en anglais sous le nom de *harder when brighter*

## 5. Étude du comportement long terme des blazars avec CTAO



(a) Histogramme des flux intégrés au-dessus de 200 GeV générés pour différentes valeurs de  $F_{\text{var}}$ .



(b) Même figure qu'au-dessus mais en agrandissant entre 0 et  $1 \times 10^{-10} \text{ ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

**Figure 5.3:** Histogramme des flux intégrés au-dessus de 200 GeV générés pour différentes valeurs de  $F_{\text{var}}$ , 0.5 en violet, 1 en bleu, 1.5 en vert, 2 en jaune et 3 en rouge. A cela s'ajoute les données mesurées par MAGIC pour un état d'activité faible de Mrk 501 en noir (Abe et al., 2023). La figure 5.3b est un agrandissement au bas flux de la figure 5.3a.

## 5.2. Génération d'un modèle spectral analytique à long terme de blazar

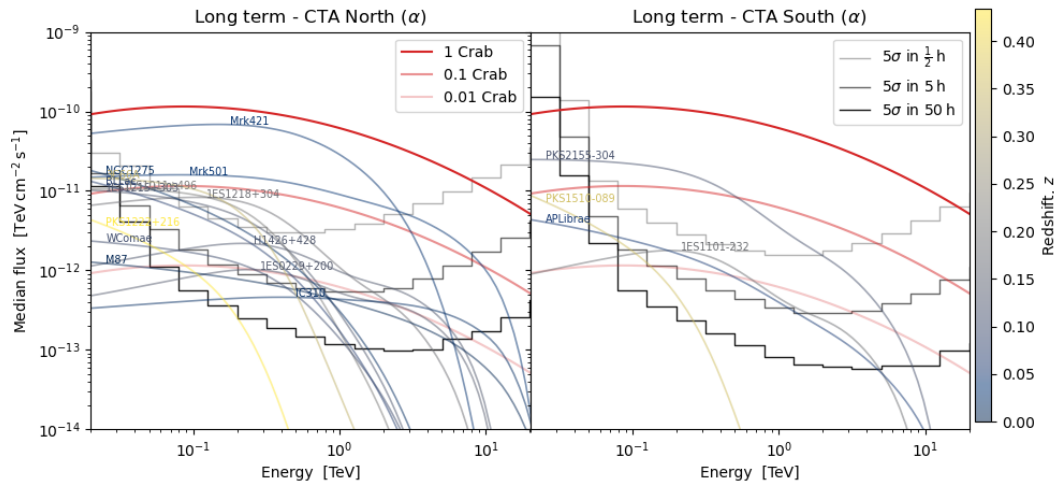
Source	$\Phi_0$ (en $\text{TeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )	$\Gamma_0$	$E_0$ (en TeV)	$E_{\text{cut}}$ (en TeV)	$\beta$	$z$
1ES0229+200	$2.06 \times 10^{-11}$	1.66	$2.51 \times 10^{-2}$	8.78	-0.03	0.139
1ES1101-232	$5.19 \times 10^{-11}$	1.60	$1.56 \times 10^{-2}$	8.43	0.00	0.186
Mrk421	$1.51 \times 10^{-9}$	1.79	$4.21 \times 10^{-2}$	0.97	0.01	0.03
Mrk501	$5.43 \times 10^{-10}$	1.92	$2.82 \times 10^{-2}$	9.68	0.03	0.033
PKS2155-304	$1.65 \times 10^{-9}$	1.97	$1.50 \times 10^{-2}$	8.96	0.04	0.116
1ES1215+303	$1.36 \times 10^{-9}$	2.00	$7.94 \times 10^{-3}$	0.88	0.04	0.13
1ES1218+304	$5.08 \times 10^{-10}$	1.74	$1.13 \times 10^{-2}$	8.45	0.03	0.184
H1426+428	$4.68 \times 10^{-11}$	1.65	$2.69 \times 10^{-2}$	8.86	0.00	0.129
3C66A	$2.57 \times 10^{-9}$	1.96	$5.72 \times 10^{-3}$	0.75	0.02	0.335
1ES1011+496	$1.38 \times 10^{-9}$	1.88	$7.14 \times 10^{-3}$	0.83	0.03	0.212
WComae	$6.19 \times 10^{-10}$	2.14	$4.73 \times 10^{-3}$	0.91	0.00	0.102
APLibrae	$3.24 \times 10^{-10}$	2.28	$1.47 \times 10^{-2}$	9.54	0.04	0.048
BLLac	$2.89 \times 10^{-9}$	2.34	$7.03 \times 10^{-3}$	0.94	0.05	0.069
PKS1510-089	$4.99 \times 10^{-9}$	2.57	$4.73 \times 10^{-3}$	0.74	0.06	0.36
PKS1222+216	$2.18 \times 10^{-9}$	2.50	$4.73 \times 10^{-3}$	0.70	0.05	0.434
M87	$4.23 \times 10^{-11}$	2.17	$2.84 \times 10^{-2}$	9.96	0.02	0.004
NGC 1275	$6.53 \times 10^{-9}$	2.26	$4.73 \times 10^{-3}$	0.98	0.07	0.018
IC310	$5.77 \times 10^{-11}$	1.86	$4.73 \times 10^{-3}$	9.81	0.00	0.019

**Table 5.3:** Paramètres spectraux des différentes sources, ces données sont issues de STEVECAT (Gréaux et al., 2023).

nulle à cette énergie, on fixe cette énergie à 10 GeV pour être juste en-dessous de la gamme énergétique d'observation de CTAO (Biteau, 2013). Pour satisfaire cette condition il suffit de prendre  $b^{-1} = \ln \frac{E_{\text{pivot}}}{E_0}$  et  $\chi^{-1} = 1 + b \ln \frac{E_{\text{cut}}}{E_0}$ . Les paramètres  $\Phi_0$ ,  $\Gamma_0$  et  $E_0$  sont indépendants du temps et sont déterminés à partir de spectres médians calculés à partir de l'analyse jointe de données *Fermi*-LAT (Abdollahi et al., 2022) et des observations de blazars par les IACT actuels, regroupées dans le catalogue STEVECAT (Gréaux et al., 2023). Il en est de même pour la courbure parabolique induite par  $\beta$  et la coupure exponentielle caractérisée par  $E_{\text{cut}}$ . L'ensemble de ces paramètres pour chacune des sources est regroupé dans la table 5.3. Les spectres associés sont représentés sur la figure 5.4.

La série temporelle des  $\Phi(E, t)$  peut donc être générée et on obtient par exemple pour BL Lac des SED présentées sur la figure 5.5, où on peut voir l'évolution au cours du temps des spectres. L'amplitude des variations est caractérisée par  $F_{\text{var}}$ . On voit bien que la variabilité est nulle au point de pivot  $E_{\text{pivot}} = 10\text{GeV}$ . Les séries temporelles  $\Phi(E, t)$  sont donc générées pour chacune des sources listées dans le tableau 5.1, avec une fréquence d'échantillonnage de  $(7j)^{-1}$  et sur une période de 20 ans. La figure 5.6 représente l'évolution du flux différentiel à 278 GeV ainsi décrit. Cette série servira de modèle injecté pour ensuite être utilisée pour produire les simulations des observations avec CTAAGNVAR dans la partie suivante.

## 5. Étude du comportement long terme des blazars avec CTAO



**Figure 5.4:** Spectres médians des sources listées dans le tableau 5.1 du programme d'observation à long terme. Les spectres sont issus de ST<sub>EV</sub>ECAT (Gréaux et al., 2023). A gauche on trouve les sources observées depuis le site nord et à droite celles depuis le site sud de CTAO. Les 3 courbes de sensibilité à 5 $\sigma$  de CTAO dans sa configuration  $\alpha$ , pour 30 min, 5h et 50h sont ajoutées pour chacun des sites. En rouge sont représentés 3 niveaux correspondant à 1, 10 et 100 pourcent du flux de la nébuleuse du Crab. Les spectres associés aux sources sont représentés avec une échelle de couleur du bleu vers le jaune, dans le sens des redshift croissants. Crédit : J.Biteau

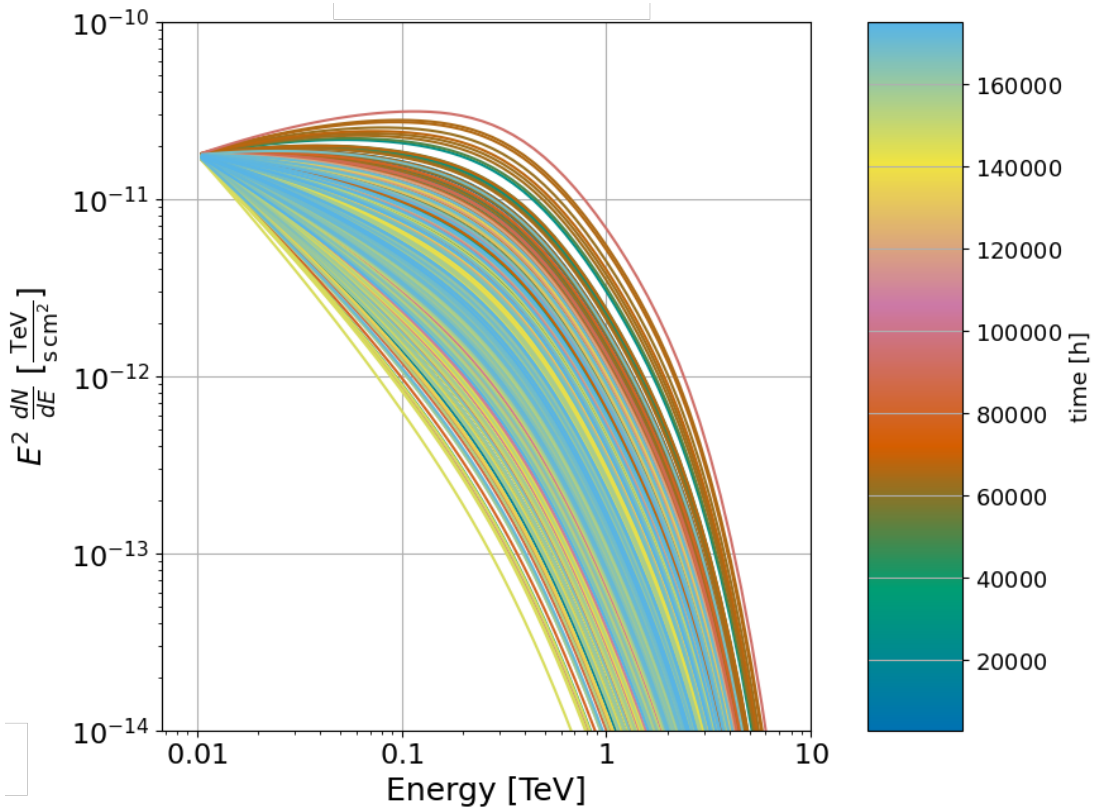
## 5.3 Simulation et reconstruction de la courbe de lumière

### 5.3.1 Calcul de la visibilité

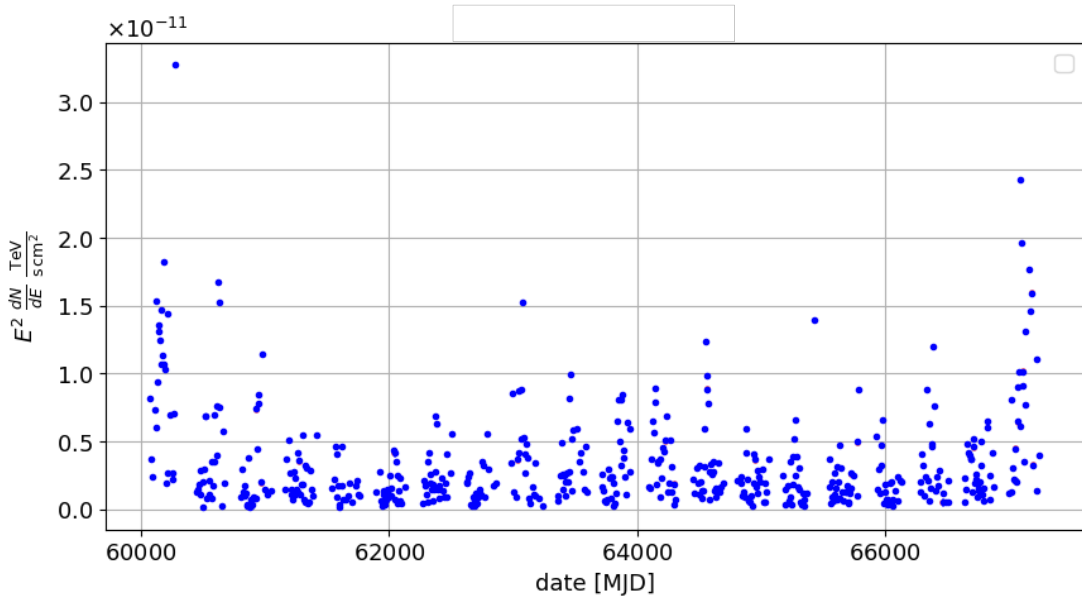
Dans le cadre de cette étude, un calcul de visibilité un peu plus avancé que celui présenté dans la partie 4.4.3 est utilisé. En effet pour suivre l'évolution à long terme des blazars, il faut pouvoir les observer de manière systématique à une certaine fréquence, il est plus important d'avoir 4 observations de 30 min par semaine qu'une seule de 4h par mois par exemple. Pour ne pas rentrer en conflit avec de potentielles sources à observer de priorité supérieure durant les nuits, nous réalisons des observations lorsque la lune est encore présente mais que sa contamination est suffisamment faible pour avoir des observations de bonnes qualités. Pour cela nous utilisons un outil, (Patat, 2004), qui permet d'estimer le niveau de fond de ciel (NSB<sup>7</sup>) attendu en tout point du ciel en fonction de la position géographique, de la date d'observation et donc de la phase de la lune, comme indiqué sur la figure 5.7. Techniquement cela permet d'attribuer, en plus des périodes de visibilité associée à l'obscurité complète, des périodes observables de nuit avec Lune. Pour ces intervalles, on attribuera des IRF avec un niveau de NSB 5 fois supérieur à celui de celles associées à l'obscurité, comme présenté sur la figure 2.19. La conséquence directe sera donc une augmenta-

<sup>7</sup>de l'anglais *night sky background*



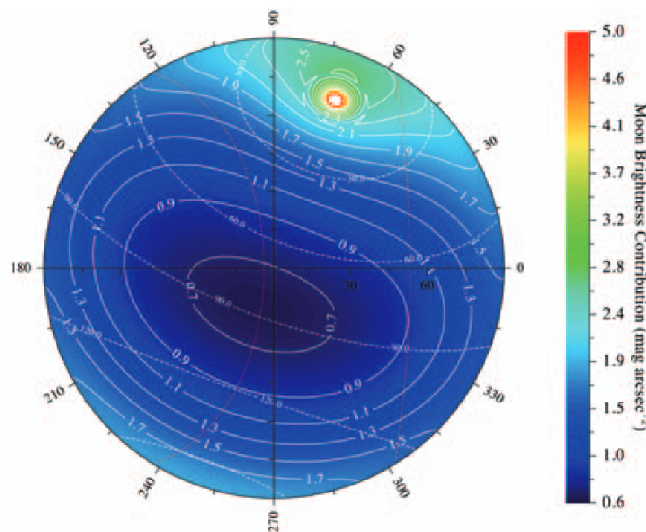


**Figure 5.5:** SED générées pour décrire l'évolution sur 20 ans de BL Lac. La PSD utilisée est ici sans cassure avec une pente de 1. Les couleurs montrent l'évolution temporelle.



**Figure 5.6:** Évolution du flux différentiel à 278 GeV sur 20 ans de BL Lac, calculé à partir des SED présentées sur la figure 5.5, après le 1<sup>er</sup> mars 2023. Il y a un point tous les 7 jours.





**Figure 5.7:** Représentation de la contribution de la lune au NSB en fonction de la position de pointé dans le ciel. L'échelle de couleur va du bleu foncé au rouge, associée à une contamination de la luminosité de la lune croissante. Crédit : Patat (2004).

tion du seuil de détection en énergie pour les observations faites en période de nuit avec Lune.

Concernant l'angle zénithal maximal pour considérer une source comme visible, on utilise ici une approche un peu plus contraignante que l'approche générale présentée dans 4.4.3. A savoir ici on considère que les sources ne sont plus observables si  $z_a$  dépasse  $45^\circ$ , et non plus  $65^\circ$ , cette valeur de seuil est courante pour l'étude des blazars en astronomie Čerenkov et permet de ne pas observer inutilement ces sources si le seuil de détection en énergie est trop haut.

A l'intérieur de ces périodes de visibilité, des observations de 30 min sont donc sélectionnées à une fréquence d'environ  $(7j)^{-1}$ .

Une fraction des observations ainsi sélectionnées va ensuite être rejetée, selon un facteur prenant en compte les conditions météorologiques, propre à chacun des sites<sup>8</sup>. Comme le montre la figure 5.8, ce facteur dépend de la période de l'année. On voit par exemple que pour le site nord de CTAO, les mois où ce facteur est le plus bas sont juillet et août, les mois d'été.

Finalement, on obtient en moyenne une vingtaine d'observations par an, dont on discutera les conséquences en conclusion. On peut retrouver l'ensemble des caractéristiques des simulations pour chacune des sources dans le tableau 5.4.

### 5.3.2 Simulation des évènements $\gamma$

A la manière dont nous l'avons décrit dans la section 4.4.4, la simulation des évènements  $\gamma$  pour chacune des observations de la séquence est effectuée. La figure 5.9

<sup>8</sup>pour le site nord on pourra se référer à <https://www.ing.iac.es/astronomy/observing/conditions/weather>, et pour le site sud à <https://www.eso.org/gen-fac/pubs/astclim/paranal/index.html>

Source	Nombre d'observations	$\hat{\sigma}$
1ES0229+200(N)	371	0.5
1ES1101-232(S)	400	5.0
Mrk421(N)	423	115.1
Mrk501(N)	590	38.9
PKS2155-304(S)	404	49.2
1ES1215+303(N)	432	13.5
1ES1218+304(N)	416	16.8
H1426+428(N)	511	3.3
3C66A(N)	410	19.6
1ES1011+496(N)	373	18.2
WComae(N)	428	1.4
APLibrae(S)	392	5.4
BLLac(N)	518	11.1
PKS1510-089(S)	356	1.3
PKS1222+216(N)	414	0.9
M87(N)	382	0.4
NGC 1275(N)	397	13.7
IC310(N)	390	<0.1

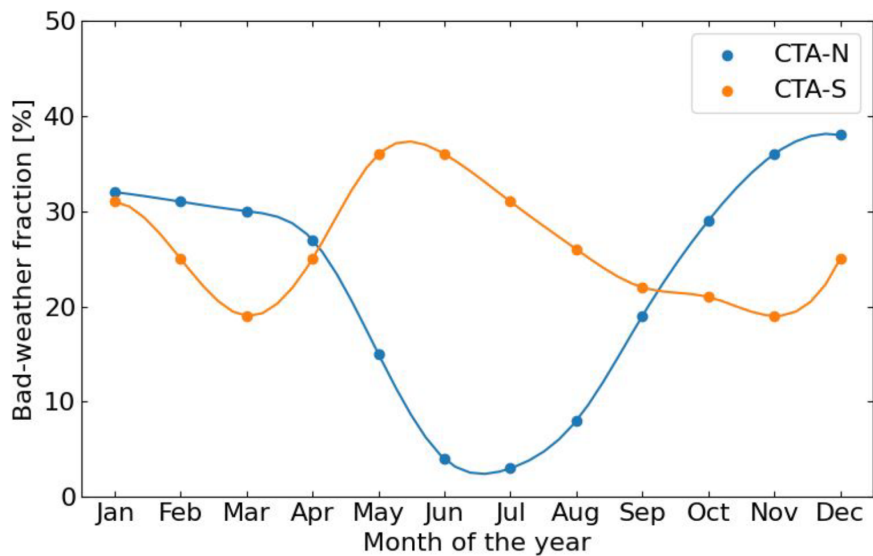
**Table 5.4:** Sources étudiées avec leur nombre d'observations de 30 min ainsi que la médiane de leur significativité de détection à 30 min d'intégration durant 20 ans. Les lettres entre parenthèses indique si la source est observée depuis le site nord (N) ou sud (S).

montre l'évolution du taux d'excès dans la région ON en fonction du temps. On voit bien que l'activité plus intense prédite par le modèle entre MJD 60000 et MJD 62000, et après MJD 67000 (voir fig. 5.6) correspond à une augmentation du taux d'excès simulé. Le panneau inférieur montre une certaine équipartition des angles zénithaux d'observations avec une limite supérieure de  $45^\circ$  comme indiqué précédemment. De plus, l'alternance entre les bandes verticales bleues et transparentes indique aussi une participation non négligeable des observations faites en nuit avec Lune.

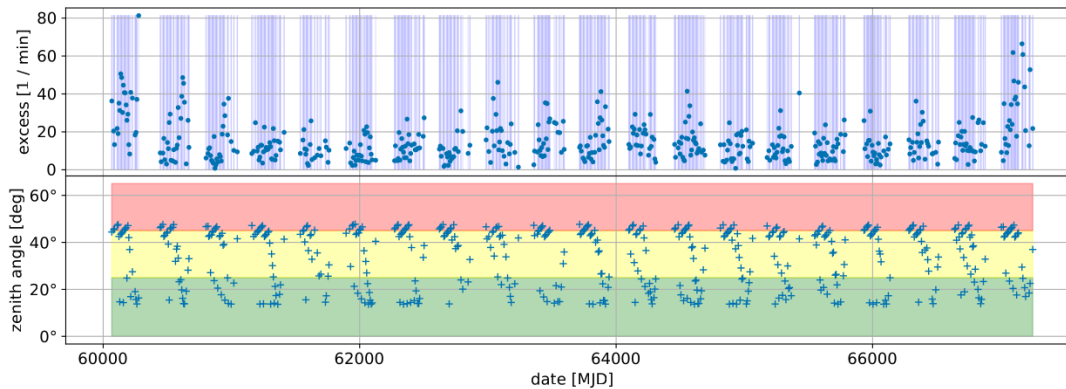
Les simulations sont effectuées pour chacune des sources listées dans 5.1, on peut alors reconstruire pour chacune d'elle une significativité (définie par l'équation 2.6) pour chacune des observations, et ainsi en reconstruire un histogramme présenté sur la figure 5.10 où on retrouve l'ensemble des sources séparées entre les sites nord et sud de CTAO. Naturellement, les sources brillantes que sont Mrk 421, Mrk 501 au nord, et PKS 2155-304 au sud sont celles qui sont détectées le plus significativement. Nous ne nous attarderons pas sur celles-ci car bien que prometteuses, il est d'ores et déjà possible de les étudier avec les IACT actuels, notre regard se portera donc dans la suite principalement sur BL Lac au nord, prototype LBL intéressant, et PKS 1510-089 au sud, car le prototype FSRQ le plus significativement observable depuis

<sup>9</sup>Présenté au meeting de collaboration CTAO de Naples en 2022

## 5. Étude du comportement long terme des blazars avec CTAO



**Figure 5.8:** Évolution de facteur de rejet lié au mauvais temps. Celui associé au site nord de CTAO est indiqué en bleu alors que celui associé au site sud est en orange. Une valeur fixe est associée à chacun des mois bien que la courbe montre une interpolation entre les points. Crédit : J.Biteau<sup>9</sup>.



**Figure 5.9:** Le taux d'excès simulé pour BL Lac à partir de son modèle à long terme, présenté sur la figure 5.5, est visible dans la partie supérieure. Chaque point correspond à une observation, s'il se trouve sur une ligne verticale bleue, alors l'observation est effectuée en nuit noire, sinon, si la zone blanche, il est associé à une observation faite pendant une période de nuit avec Lune, le taux de NSB est donc plus élevé. Le panneau inférieur décrit l'évolution de l'angle zénithal de la source pour les observations de la séquence, la description plus complète des différents éléments est faite dans la description de la figure 4.4.

le sud. Les résultats du reste des sources sont décrits en annexe dans E.

Le calcul de significativité nous permet aussi directement de comparer les distributions obtenues pour CTAO avec celles mesurées avec les IACT d'aujourd'hui. En effet sur la figure 5.11 on peut voir la comparaison entre les significativités calculées avec 30 min d'exposition à partir des simulations pour Mrk 501 et les observations, d'en moyenne 30 min, obtenues par MAGIC (Abe et al., 2023). Sachant que les données de MAGIC présentées ici sondent un état particulièrement bas du blazar, nous avons, pour une comparaison la plus juste possible, sélectionné un sous-ensemble des données simulées correspondant à des états de flux injecté via la série temporelle des  $\Phi(E, t)$  aussi bas que ceux sondés par MAGIC. Autrement dit, pour tout instant  $t$  ce sous-ensemble vérifie la propriété suivante :

$$\int_{200 \text{ GeV}}^{30 \text{ TeV}} \Phi(E, t) dE < \sup_t \int_{200 \text{ GeV}}^{30 \text{ TeV}} \Phi_{\text{MAGIC}}(E, t) \quad (5.8)$$

où  $\sup_t$  représente la borne supérieure sur l'ensemble des valeurs décrites par un instant  $t$ . On voit donc que lorsque la distribution de significativité observée MAGIC est centrée entre 2 et 3  $\sigma$ , avec CTAO il est possible de prévoir que la médiane de distribution de significativité pour un état d'activité comparable sera de l'ordre de 20  $\sigma$ .

Les simulations des événements  $\gamma$  étant faites, il faut maintenant procéder à la reconstruction des LC grâce au ajustement spectraux pour chacune des observations. Mais avant cela, nous avons souhaité vérifier que les données simulées avaient le comportement attendu. C'est pourquoi des diagnostics simples furent développés et sont présentés ci-après.

### 5.3.3 Des diagnostics pour contrôler la validité des données simulées

Un diagnostic simple repose simplement sur la significativité cumulée sur les observations, celle-ci se définit comme :

$$\sigma_c(t) = \sum_{i=1}^{d \times i < t} \sigma_i \quad (5.9)$$

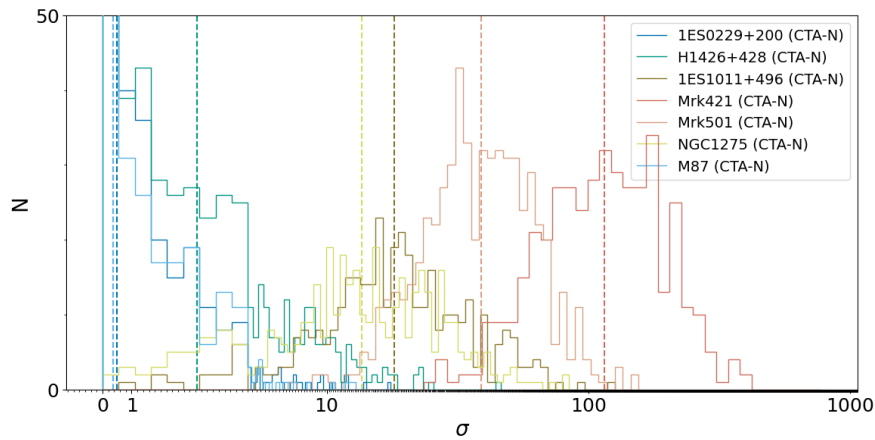
où  $\sigma_c(t)$  représente la significativité cumulée à l'instant  $t$ , définie comme la somme des significativités des  $i$  observations, notées  $\sigma_i$ . Les observations présentent toutes une même exposition, notée  $d$ , ici de 30 min, et la somme se fait donc sur l'ensemble des observations, dans le sens du temps qui s'écoule, de sorte à ce que l'exposition totale soit inférieure à  $t$ .

Si on considère un nombre d'évènement  $N_{\text{ON}}$  assez grand, alors la statistique est Gaussienne et on peut donc approximer la significativité (de Li and Ma (1983)) par :

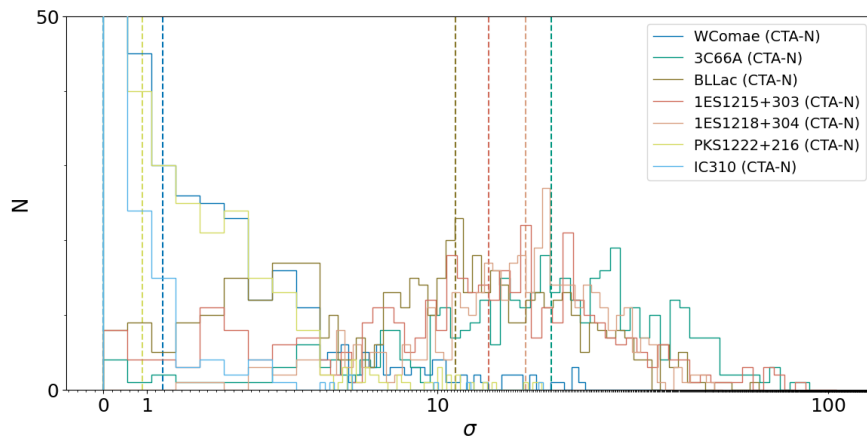
$$\sigma = \frac{N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}}}{\sqrt{N_{\text{ON}} + \alpha N_{\text{OFF}}}} \quad (5.10)$$

Autrement dit, celle-ci se définit comme le rapport du signal sur les fluctuations issues du signal et du bruit. Or on peut considérer que le taux de coups associé au fond

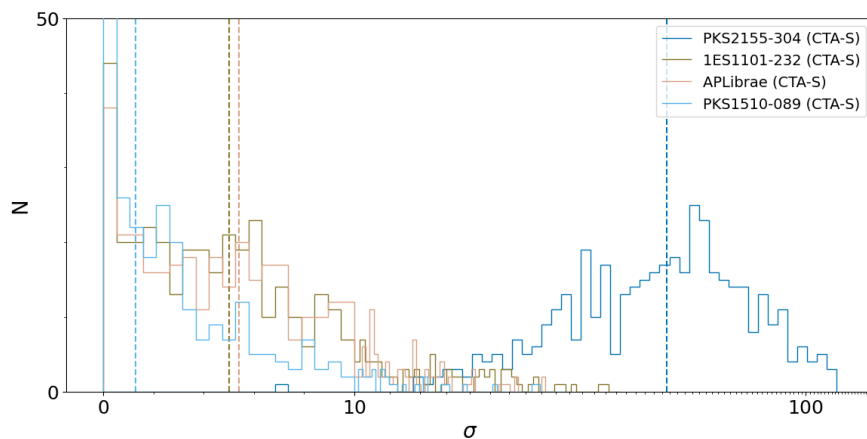
## 5. Étude du comportement long terme des blazars avec CTAO



(a) Cas des sources observées depuis le site nord.

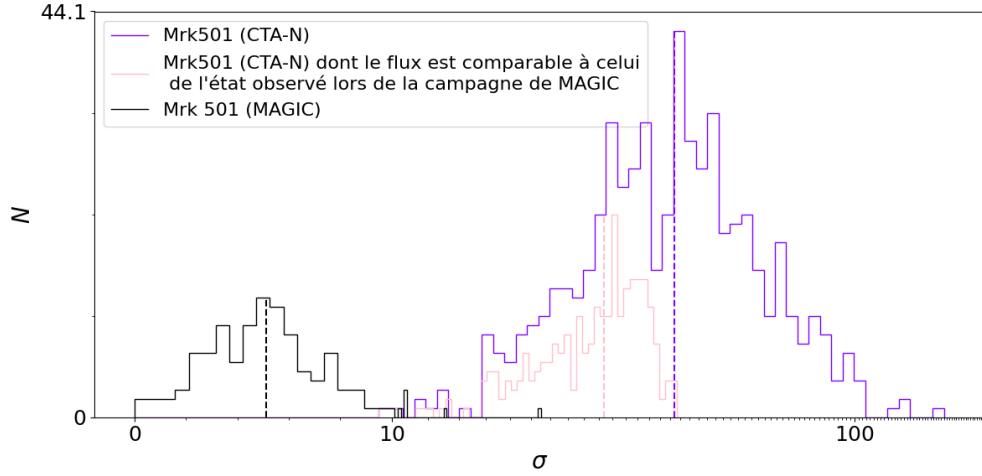


(b) Cas des sources observées depuis le site nord (suite).



(c) Cas des sources observées depuis le site sud.

**Figure 5.10:** Les distributions des significativités de détection pour les sources observées depuis les sites nord (5.10a et 5.10b) et sud (5.10c) de CTAO sont représentées en ligne pleine. La valeur médiane est quant à elle indiquée par un trait vertical en pointillé, ces valeurs sont données dans le tableau 5.4

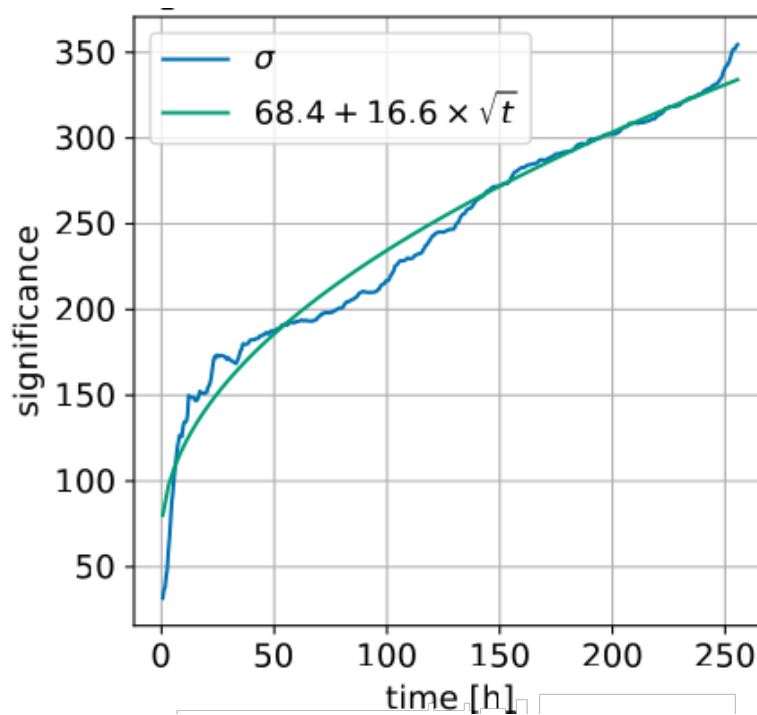


**Figure 5.11:** Comparaison des significativités calculées avec 30 min d'exposition pour Mrk 501 observé par MAGIC et CTAO. Les valeurs obtenues par MAGIC sont représentées en noire, celles par CTAO depuis le site nord en violet. Les valeurs associées au sous-ensemble des observations de CTAO qui vérifie la propriété 5.8 sont représentées en saumon.

est constant dans le temps, ce qui implique  $N_{\text{OFF}} = Bt$ . De même, le signal vérifie lui aussi une relation linéaire dans le temps comme  $N_{\text{ON}} - \alpha N_{\text{OFF}} = At$ . Le facteur  $A$  prend en compte l'intensité de la source ainsi que la réponse instrumentale du télescope. Ainsi pour une source non variable, on peut écrire :

$$\sigma = \frac{At}{\sqrt{At + 2Bt}} \quad (5.11)$$

Qu'on se situe dans un régime dominé par le fond ( $B \gg A$ ) où bien par le signal ( $A \gg B$ ) on aura donc systématiquement  $\sigma \propto \sqrt{t}$ . Cette propriété est assez importante est très générale, on peut donc s'en servir pour contrôler qualitativement le comportement de nos simulations. En effet dans des états d'activité relativement stable de la source observée, on s'attend à ce que  $\sigma_c \propto \sqrt{t}$ , au contraire, des périodes d'éruptions seront caractérisées par une déviation à cette loi. Il est ici important d'insister sur le fait que ce diagnostic est uniquement qualitatif et ne permet absolument pas de quantifier une quelconque variabilité. La figure 5.12 représente l'évolution de  $\sigma_c$  en fonction du temps à partir des données simulées pour BL Lac dont le taux d'excès est présenté sur la figure 5.9. On voit que le comportement général suit assez bien la racine carrée. Le temps représente ici le temps effectif d'observation. On peut voir qu'il y a une certaine déviation après 25h d'observation, et après 250h qui correspond à une activité plus intense de BL Lac entre MJD 60000 et MJD 61000, et après MJD 67000 visible sur la figure 5.9.



**Figure 5.12:** Évolution de la significativité cumulée  $\sigma_c$ , définie par l'équation 5.9, en fonction du temps effectif d'observation pour BL Lac en bleu. Un ajustement de la forme  $m\sqrt{t} + p$  est effectuée et affichée en vert

## 5.4 Reconstruction de la LC et de la densité spectrale de puissance

### 5.4.1 Reconstruction de LC

La simulation des évènements  $\gamma$  faite, il est alors possible de reconstruire une courbe de lumière en suivant la procédure décrite dans 4.4.6. Les LC ont été reconstruites pour chacune des sources du programme listées dans la table 5.1. Afin d'affiner au mieux la qualité des LC produites, l'estimateur de validité des ajustements,  $G$ , défini précédemment par l'équation 4.17, a été utilisé pour rejeter les observations telles que  $|G(TS)| > 1$ . Le choix de cette coupures ainsi que son champ d'application se base sur une étude détaillée dans D.1.

La LC reconstruite pour BL Lac observé depuis le site nord de CTAO est présentée sur la figure 5.13a et celle de PKS 1510-089 observé depuis le site sud sur la figure 5.13b. On peut voir que les résidus calculés entre les données injectées et reconstruites sont compatibles avec zéro pour les deux sources. Pour BL Lac, ils sont, de plus, particulièrement faibles indiquant une bonne reconstruction. Quant à PKS 1510-089, on peut voir que les résidus sont plus dispersés et présentent un certain biais de 1%. Ce biais est induit par le fait que la majorité des points sont reconstruits avec une LP, car les lois plus complexes ne sont pas statistiquement favorisées (voir 4.4.5). De plus, la grande dispersion des résidus indique une assez mauvaise reconstruction est assez

#### 5.4. Reconstruction de la LC et de la densité spectrale de puissance

$\Phi_0$ (en $\text{TeV}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ )	$\Gamma_0$	$E_0$ (en TeV), fixé	$E_{\text{cut}}^{-1}$ (en $\text{TeV}^{-1}$ )	$\beta$	$z$ , fixé
$7.19 \pm 0.06 \times 10^{-10}$	$2.40 \pm 0.02$	0.102	$1.11 \pm 0.11$	$0.37 \pm 1.18 \times 10^{-2}$	0.069

**Table 5.5:** Paramètres ajustés du spectre médian sur les 20 ans de données simulées de BL Lac. Pour rappel,  $E_0$  est fixée à la médiane des événements  $\gamma$  mesurés de la source.

mauvaise, on peut de même voir 3 points qui sont clairement mal reconstruits sur la figure 5.13b. Cette faiblesse semble montrer que la stratégie actuelle d'observation de PKS 1510-089 n'est pas optimale, il serait probablement préférable d'observer cette source, ou bien depuis le site nord, ou bien avec une cadence plus faible et une durée d'exposition plus longue, par exemple avec une observation de 1h toutes les deux semaines. Nous discuterons de ceci dans la conclusion de ce chapitre 5.6.

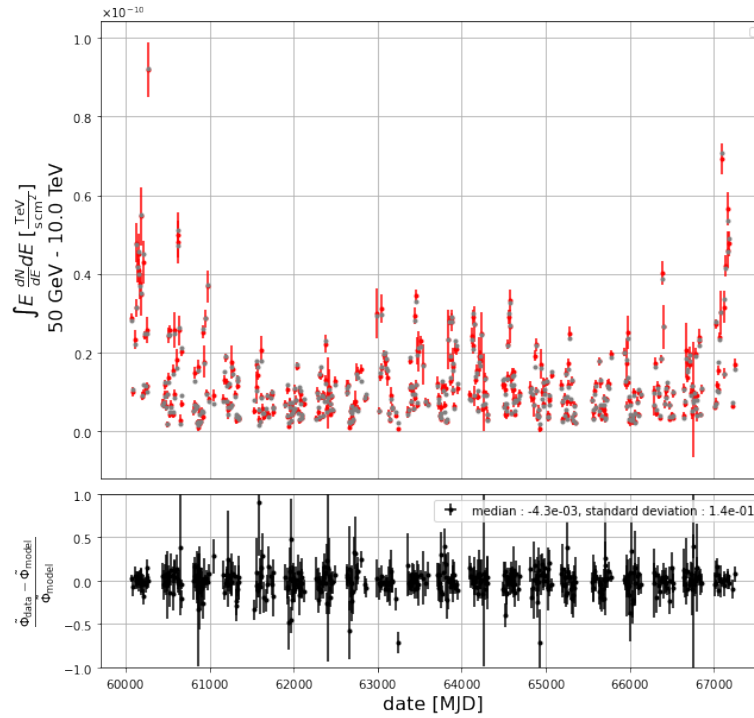
Une méthode de reconstruction différente de celle proposée dans 4.4.5 a été étudiée. Pour ce faire, au lieu de procéder à un ajustement itératif d'un modèle simple vers un plus complexe pour chacune des observations de la LC, il est aussi possible d'ajuster un modèle LPCE sur l'ensemble des observations accumulées, dans ce cas l'accumulation de données permet d'avoir une excellente reconstruction de l'ensemble des paramètres spectraux. Le spectre alors ajusté sera dans la suite appelé spectre médian, et on peut voir sur la figure 5.14 le spectre médian reconstruit pour BL Lac. Ensuite, il est possible de reconstruire la LC en ajustant pour chacune des observations une LPCE dont les paramètres  $\beta$  et  $E_{\text{cut}}$  sont fixés aux valeurs du spectre médian. Cette méthode présente l'avantage de ne pas biaiser la reconstruction des observations dont la seule reconstruction acceptable est la LP. En revanche, ici on admet que  $\beta$  et  $E_{\text{cut}}$  sont indépendants du temps, ce qui est le cas pour notre modélisation. En revanche ça ne l'est pas nécessairement avec des observations réelles, c'est donc une hypothèse forte à ne pas négliger. Une autre contrainte de cette méthode est le besoin d'attendre d'avoir accumulé assez de données pour être en mesure de faire l'ajustement spectral sur l'ensemble des observations.

L'étude complète de la comparaison entre ces deux méthodes de reconstruction des LC est faite en annexe E.1, il ressort que notre estimateur  $G$  permet de rejeter assez efficacement les observations reconstruites avec une LP biaisée, car les deux méthodes présentent finalement des biais similaires après coupure sur la valeur de  $G$ . Le seul léger avantage de la méthode basée sur le spectre médian est relatif aux barres d'erreur sur les flux calculés, elles sont légèrement plus faibles. Au regard de ces résultats et vis-à-vis des arguments pour chacune des méthodes, nous avons décidé de poursuivre avec la méthode de reconstruction de base de CTAAGNVAR, basée sur les ajustements itératifs.

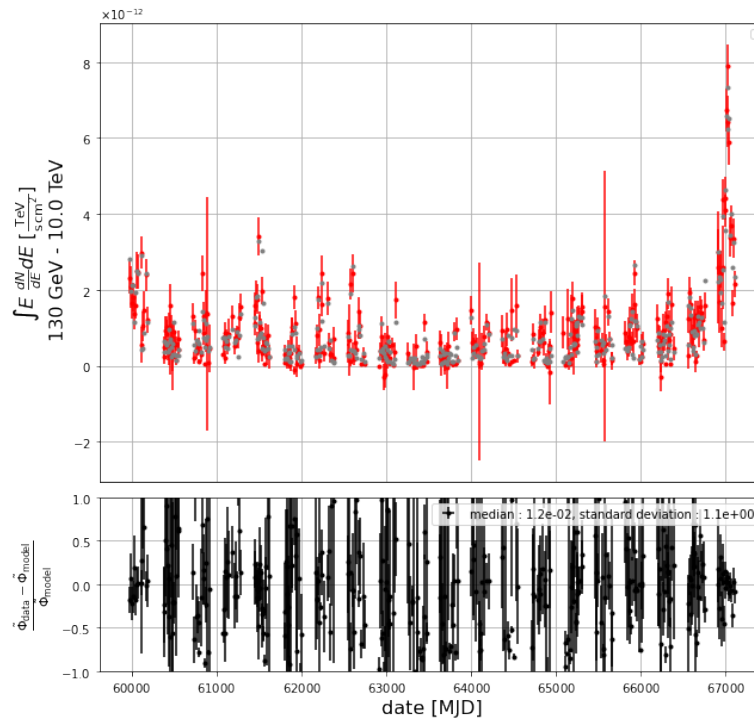
Si on regarde les données d'archive de la figure 5.14, on voit que le spectre reconstruit sur nos simulations surestime légèrement celles-ci. Cependant les données



## 5. Étude du comportement long terme des blazars avec CTAO

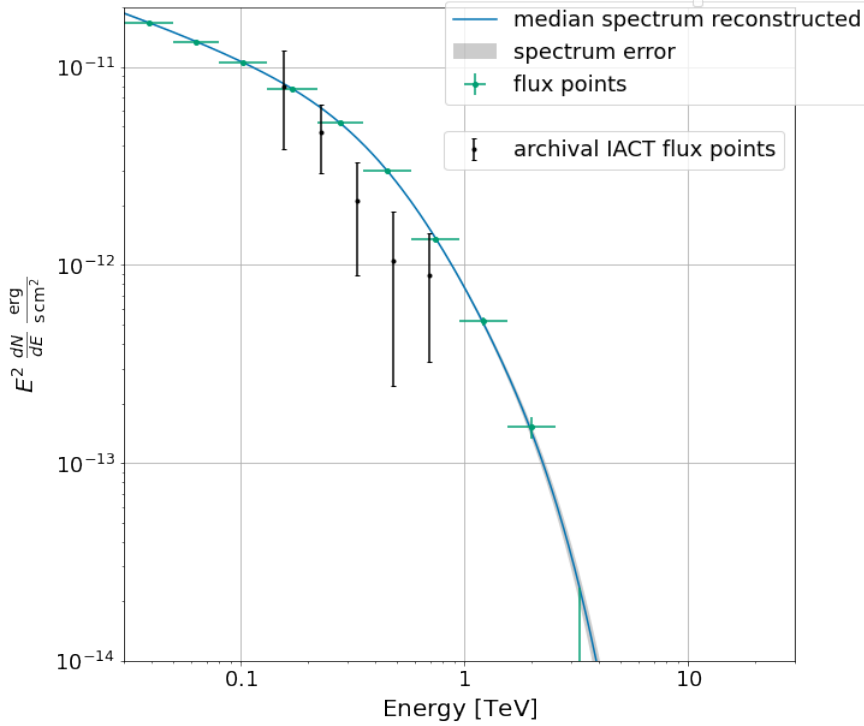


(a) *LC reconstruite au-dessus de 50 GeV de BL Lac.*



(b) *LC reconstruite au-dessus de 130 GeV de PKS 1510-089.*

**Figure 5.13:** *LC reconstruite de BL Lac et PKS 1510-089 en rouge avec 20 ans de données. En gris sont représentés les flux associés au modèle injecté et le panneau du bas montre les résidus entre les flux reconstruits et injectés définis par 4.19.*



**Figure 5.14:** Spectre médian reconstruit sur l'ensemble des 20 ans de données de BL Lac. Le modèle reconstruit est une LPCE dont les paramètres sont donnés dans la table 5.5. Les points verts correspondent aux points de flux reconstruits par forward folding (voir 4.2). Le spectre ajusté est indiqué en bleu, avec en gris une enveloppe à  $1\sigma$ , ici très peu visible. Les points de flux en noir sont calculés à partir des archives des observations avec les IACT issus de Gréaux et al. (2023).

d'archives sont reconstruites avec une hypothèse spectrale de LP, ce qui n'est pas notre cas et peut donc expliquer cette légère différence. Cette observation permet donc de valider notre modélisation et assure que notre modèle à long terme 5.2 est valide par rapport aux observations réelles.

L'ensemble des LC des sources du programme à long terme est fourni en annexe E.2, ainsi que l'ensemble des spectres médians reconstruits dont les paramètres sont regroupés dans la table E.1.

Il est aussi intéressant de chercher à reconstruire les LC dans des sous-bandes en énergies plus fines que celle associée à l'ensemble de la gamme accessible par CTAO. Dans ce cas, on ajustera simplement un modèle en LP dans la bande en question. En effet, il y a tout d'abord bien souvent peu de raisons physiques pour justifier d'un modèle plus complexe, de plus, pour des arguments de convergence, il serait difficile d'ajuster un modèle plus complexe. Il est ensuite aussi possible de définir un estimateur de la validité de l'ajustement, d'une manière plus simple que celle faite pour les ajustements sur l'ensemble de la gamme en énergie (voir 4.4.5). En effet ici, on va simplement calculer un  $\chi^2$  entre le nombre d'évènements  $\gamma$  détectés dans la bande  $N_{\text{bande}}$ , et le nombre d'évènements prédits par le modèle ajusté  $N_{\text{pred, bande}}$ , le

## 5. Étude du comportement long terme des blazars avec CTAO

---

TS associé, avec les mêmes notations que l'équation 4.14, se définit comme suit :

$$TS_{\text{valide, bande}} = \frac{(N_{\text{bande}} - N_{\text{pred, bande}})^2}{N_{\text{pred, bande}}} \quad (5.12)$$

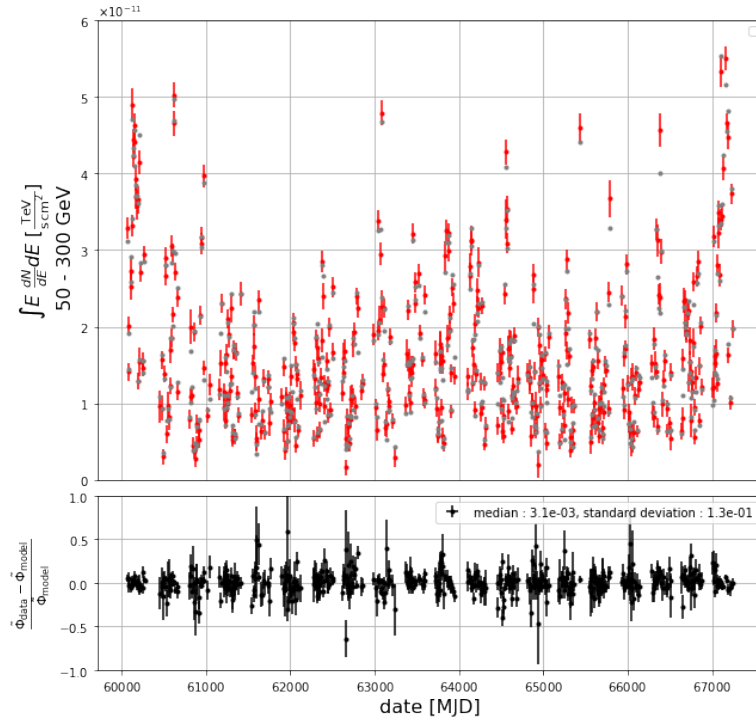
Ce test se définit donc comme un  $\chi^2$  à 1 degrés de liberté, cette propriété a aussi été vérifiée dans D.2. Il est alors aussi possible en repartant de l'équation 4.15 d'en définir une  $p_{\text{value}}$  ainsi qu'un estimateur  $G_{\text{bande}}$  grâce à l'équation 4.17, on obtient alors ici simplement :

$$G_{\text{bande}}(\text{TS}) = S_{\mathcal{N}(0,1)}^{-1}(S_{\chi^2}(\text{TS})) \quad (5.13)$$

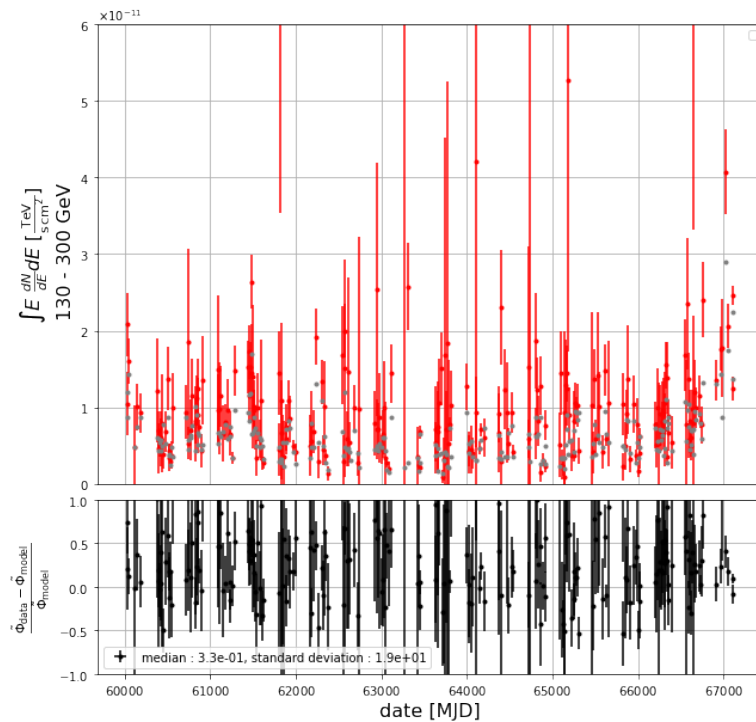
Avec une coupure de sorte à rejeter les observations telles que  $|G_{\text{bande}}(\text{TS})| > 2.3$ , on obtient pour BL Lac la LC figure 5.15a calculée entre 50 et 300 GeV. De même la LC de PKS 1510-089 entre 130 et 300 GeV est représentée figure 5.15b. On pourra de même se référer à D.2 pour plus de détails quant au choix de la valeur appliquée pour la coupure.

Les intérêts de travailler avec des LC reconstruites dans des bandes d'énergies plus fines sont multiples. Tout d'abord cette méthode permet d'étudier la dépendance en énergie de la variabilité temporelle. De plus, la reconstruction d'un modèle sur l'ensemble de la gamme en énergie étant statistiquement dominée par les événements  $\gamma$  de basse énergie (voir discussion dans 4.4.6), les informations au delà du TeV sont souvent biaisées si on se contente d'utiliser un ajustement sur l'ensemble de la gamme énergétique accessible par CTAO. Un autre avantage majeur de la reconstruction en sous-bande est directement visible en comparant les figures 5.13a et 5.15a, ainsi que 5.13b et 5.15b, en effet on peut voir que les résidus associés à la reconstruction en sous-bande sont plus faibles. Ceci est une conséquence directe du fait que le modèle utilisé pour cette reconstruction est une simple LP, alors que pour la reconstruction sur l'ensemble de la gamme, des modèles plus complexes, bien que potentiellement statistiquement favorables à une reconstruction en LP, vont avoir plus de paramètres libres qui vont induire une erreur pour chacun des paramètres ajustés, et donc sur la prédiction du flux, plus élevée. Concernant les points dont la reconstruction sur l'ensemble de la gamme énergétique est une LP, cela signifie que des modèles plus complexes n'ont pu être sélectionnés grâce au TS défini par l'équation 4.18, c'est bien souvent dû à un manque de statistique sur ces observations. Or, le modèle intrinsèque n'étant pas exempt d'une certaine coupure exponentielle ou bien d'une courbure, cette reconstruction en LP reste dans l'absolu assez imparfaite et va présenter une certaine erreur sur l'indice de photon ainsi que la normalisation en flux. De fait, la reconstruction en LP, dans une gamme énergétique plus réduite, est par construction plus proche du spectre intrinsèque de la source et va donc permettre une meilleure reconstruction de la LC. Un ultime avantage est aussi visible en comparant les figures mentionnées ci-dessus. En effet, bien que les coupures sur  $G_{\text{bande}}$  et  $G$  soient fixées de sorte à rejeter avec le même niveau de confiance les observations dont les ajustements sont invalides, on remarque qu'il y a beaucoup plus d'ajustements en LP qui passent les coupures que d'ajustement sur l'ensemble de la gamme énergétique passant ces dernières. Cette observation est pleine de sens car il est évident qu'il est statistiquement plus simple d'ajuster une LP sur des données entre 100 et 300 GeV par exemple, que sur l'ensemble de la gamme.

#### 5.4. Reconstruction de la *LC* et de la densité spectrale de puissance



(a) *LC* reconstruite de BL Lac en rouge entre 50 et 300 GeV avec 20 ans de données.



(b) *LC* reconstruite de PKS 1510-089 en rouge entre 130 et 300 GeV avec 20 ans de données.

**Figure 5.15:** *LC* reconstruite de PKS 1510-089 entre 130 et 300 GeV et BL Lac entre 50 et 300 GeV avec 20 ans de données, la description de la figure est la même que 5.13.

## 5. Étude du comportement long terme des blazars avec CTAO

Nous allons donc maintenant utiliser ces LC pour reconstruire leur PSD. Nous utiliserons à la fois les LC reconstruites sur l'ensemble de la gamme énergétique et en sous-bande dans la suite. Nous verrons alors quelles sont les LC qui permettent une meilleure reconstruction.

### 5.4.2 Reconstruction de PSD

Comme indiqué plus tôt dans 5.1.2, la PSD représente la distribution de la puissance d'un signal en fonction de la fréquence, elle se calcule comme la transformée de Fourier discrète du signal. Nous allons ici présenter le formalisme ainsi que la propagation des erreurs associées à la LC reconstruite sur les erreurs associées à la PSD reconstruite. Celle-ci se représente donc comme une série temporelle de  $N \in \mathbb{N}$  mesures du flux au instant  $t_i$ , noté  $\tilde{\Phi}_i = \tilde{\Phi}(t_i)$  avec  $i \in \llbracket 1, N \rrbracket$ . Pour rappel  $\tilde{\Phi}$  représente le flux énergétique intégré défini par l'équation 4.20. La PSD de cette série temporelle se définit comme :

$$P(\nu) = A \times \left| \sum_{i=1}^N (\tilde{\Phi}_i - \mu) e^{2i\pi\nu t_i} \right|^2 \quad (5.14)$$

avec  $\mu = \langle \tilde{\Phi}_i \rangle_{i \in \llbracket 1, N \rrbracket}$  la moyenne du signal sur l'ensemble des éléments. A est un facteur de normalisation qu'on va définir, l'intégrale de  $P(\nu)$  entre  $\nu_{\min} = 1/(t_N - t_1)$  et  $\nu_{\max} = N/2(t_N - t_1)$  (critère de Shannon) vaut :

$$\begin{aligned} \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} P(\nu) d\nu &= \sum_{j=1}^N P(\nu_j) \Delta\nu \text{ avec } \Delta\nu = \frac{N}{2(t_N - t_1)} \\ &= A \sum_{j=1}^N \underbrace{\left| \sum_{i=1}^N (\tilde{\Phi}_i - \mu) e^{2i\pi\nu_j t_i} \right|^2}_{FFT^{-1}(\tilde{\Phi} - \mu)(\nu_j)} \Delta\nu \\ &= NA \sum_{i=1}^N (\tilde{\Phi}_i - \mu)^2 \Delta\nu \\ &= \frac{N^2 AV}{2(t_N - t_1)} \end{aligned} \quad (5.15)$$

La première égalité repose sur l'équivalence des formes intégrales et discrètes. Le passage de la deuxième à la troisième ligne se fait en utilisant le théorème de Parseval-Plancherel. On reconnaît ensuite facilement la variance. On souhaite que cette intégrale vaille  $V/\mu^2$  et soit donc sans dimension, ainsi il suffit de choisir  $A = 2(t_N - t_1)/(\mu N)^2$  (voir annexe A de Vaughan et al. (2003)). La PSD s'exprime donc en  $\text{Hz}^{-1}$ .

A chaque mesure de  $\tilde{\Phi}_i$ , une erreur  $\sigma_{\tilde{\Phi}_i}$  lui est associée. Ces erreurs induisent donc une erreur  $\sigma_P(\nu)$  sur la détermination de  $P(\nu)$ . Une approche simple pour estimer ces erreurs est de considérer que les erreurs  $\sigma_{\tilde{\Phi}_i}$  sont Gaussiennes, ainsi il est possible de générer un grand nombre de séries  $\tilde{\Phi}_i' = \mathcal{N}(\tilde{\Phi}_i, \sigma_{\tilde{\Phi}_i})$ . La PSD de chacune de ces séries est alors calculée grâce à l'équation 5.14 et la distribution des  $\sigma_P(\nu)$  peut alors être reconstruite pour finalement estimer  $\sigma_P(\nu)$ . Cette méthode est notamment

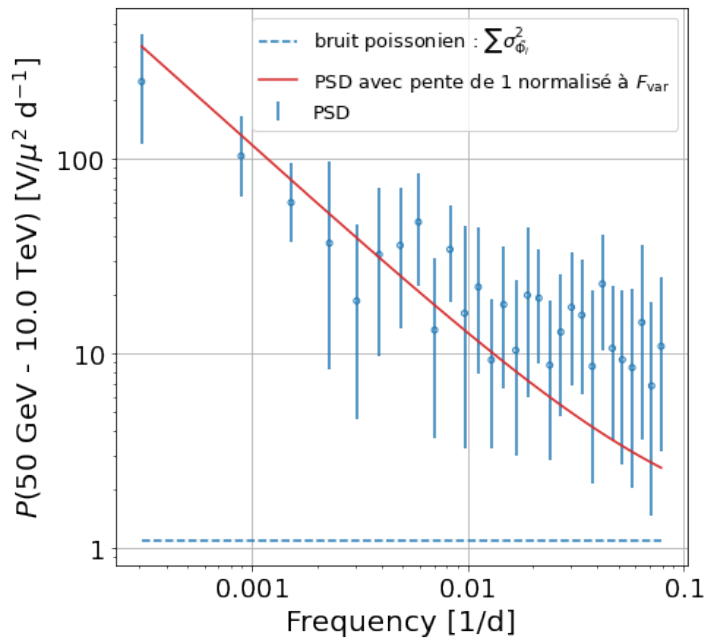
appliquée dans Aharonian et al. (2007a). Bien que efficace, elle est coûteuse en temps de calcul, en effet il faut générer quelques centaines de LC afin d'avoir une estimation valide des erreurs sur la PSD reconstruite.

Une méthode alternative serait de calculer directement de manière analytique les erreurs. Cependant une propagation directe des incertitudes avec l'équation 5.14 est impossible car la relation entre  $P(\nu)$  et  $\tilde{\Phi}_i$  n'est pas linéaire. Via un formalisme alternatif, une expression analytique est dérivée dans l'annexe C de Biteau (2013), nous utilisons celle-ci pour le calcul des PSD dans CTAAGNVAR.

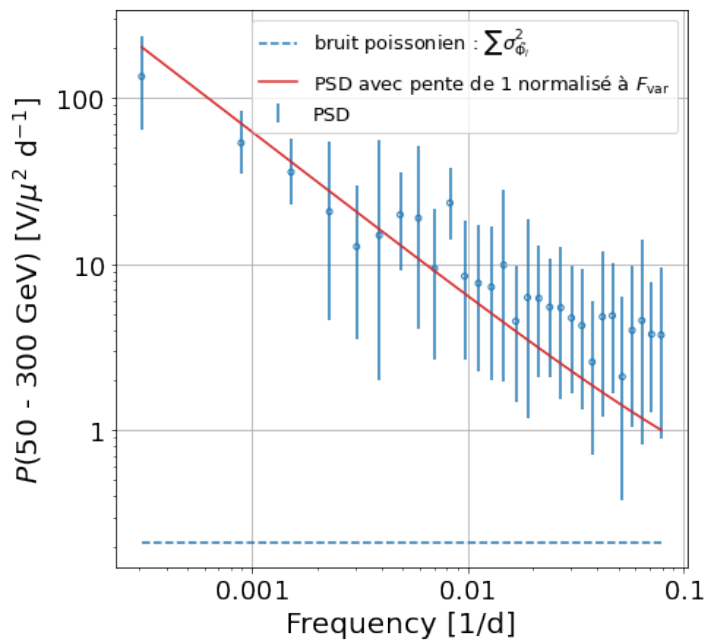
Il est donc possible de reconstruire les PSD pour BL Lac et PKS 1510-098 ainsi que pour l'ensemble des sources de 5.1. Les PSD sont reconstruites à partir des LC calculées sur toute la bande en énergie (voir 5.13a et 5.13b) ainsi que pour une bande basse énergie, à savoir entre 50 et 300 GeV pour BL Lac (voir fig. 5.15a) et entre 130 et 300 GeV pour PKS 1510-089 (voir fig. 5.15b). Sur les figures 5.16a et 5.17a on peut trouver la PSD reconstruite à partir de la LC entre 50 GeV et 10 TeV pour BL Lac et entre 130 GeV et 10 TeV pour PKS 1510-089 respectivement. Les figures 5.16b (et 5.17b) quant à elles représentent la PSD reconstruite à partir de la LC entre 50 et 300 GeV (130 et 300 GeV) pour ces deux sources. Les mêmes coupures sur les estimateurs de validité des ajustements ainsi que sur la significativité de détection sont faites que précédemment. On peut voir que la pente de 1 de la PSD simulée est bien reconstruite pour BL Lac que ça soit entre 50 GeV et 10 TeV mais aussi entre 50 et 300 GeV. Pour PKS 1510-089, à cause de son plus faible niveau de significativité de détection (voir 5.10), beaucoup d'observations ne passent pas les coupures et donc la PSD reconstruite présente des erreurs plus grandes. La PSD reconstruite de la LC entre 130 et 300 GeV est totalement noyée par le bruit poissonnien<sup>10</sup> dû aux erreurs sur le calcul du flux intégré. Elle ne permet pas de conclure quant à la valeur de la pente reconstruite. En revanche, celle reconstruite à partir de la LC entre 130 GeV et 10 TeV présente bien une pente autour de 1. La caractérisation de la PSD est ici uniquement qualitative, l'analyse complète est faite par d'autres collègues dans CTAO.

<sup>10</sup>qui vaut  $\sum_{i=1}^N \sigma_{\tilde{\Phi}_i}^2$ .

## 5. Étude du comportement long terme des blazars avec CTAO

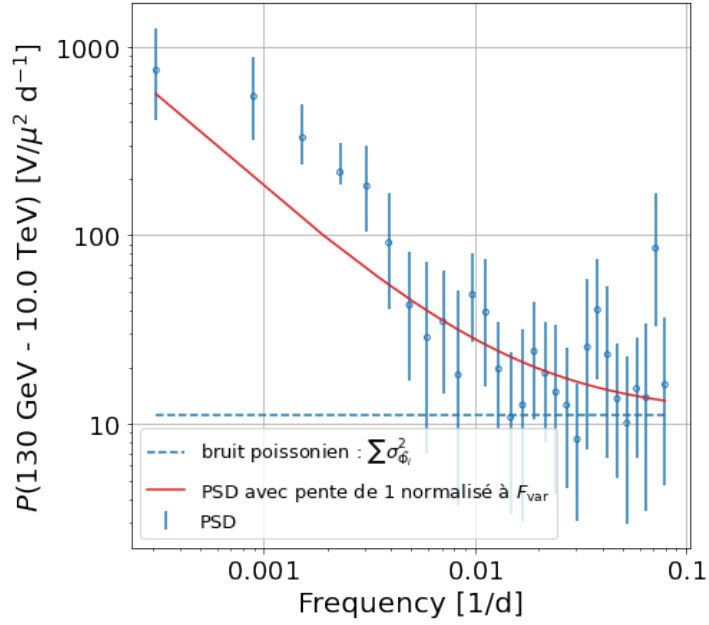


(a) *PSD* de BL Lac entre 50 GeV et 10 TeV.

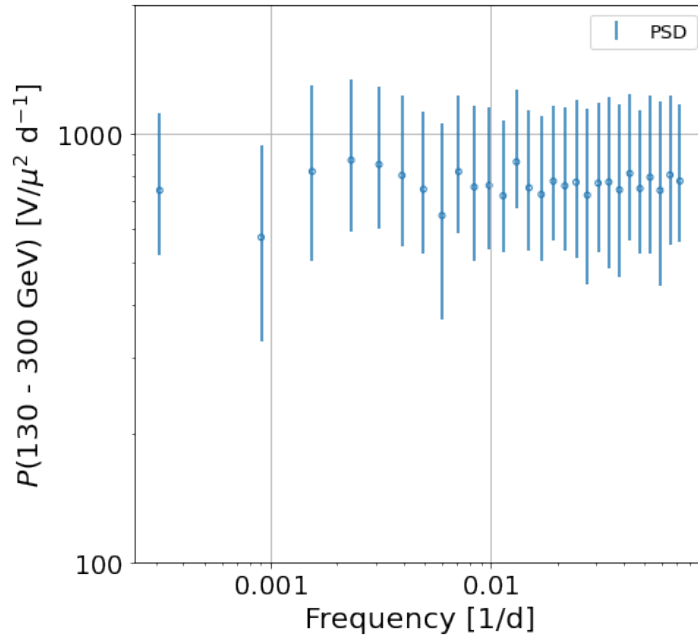


(b) *PSD* de BL Lac entre 50 et 300 GeV.

**Figure 5.16:** *PSD* reconstruites des *LC* de BL Lac sur toute la bande en énergie accessible par CTAO ainsi que pour la sous-bande entre 50 et 300 GeV. Sur chacune des figures, la *PSD* est représentée en bleu, une ligne en pointillée horizontale représente le bruit poissonien. La ligne rouge n'est pas un ajustement mais correspond à une *PSD* avec une pente de 1, la normalisation est faite grâce à l'équation 5.5 et l'estimation de  $F_{\text{var}}$  suivant l'équation 4.22.



(a) *PSD* de PKS 1510-089 entre 130 GeV et 10 TeV.



(b) *PSD* de PKS 1510-089 entre 130 et 300 GeV.

**Figure 5.17:** *PSD* reconstruites des *LC* de PKS 1510-089 sur toute la bande en énergie accessible par *CTAO* ainsi que pour la sous-bande entre 130 et 300 GeV. Sur chacune des figures, la *PSD* est représentée en bleu, une ligne en pointillée horizontale représente le bruit poissonien. La ligne rouge n'est pas un ajustement mais correspond à une *PSD* avec une pente de 1, la normalisation est faite grâce à l'équation 5.5 et l'estimation de  $F_{\text{var}}$  suivant l'équation 4.22.



## 5.5 Validation avec des données réelles : le cas de PKS 2155-304 avec H.E.S.S.

### 5.5.1 Cadre de l'étude

Afin de valider à la fois notre modélisation de l'émission des blazars à long terme, mais aussi dans le souci de valider la méthode de reconstruction d'une LC et sa PSD avec CTAAGNVAR, nous avons souhaité appliquer cette analyse avec des observations réelles. Pour cela dans le cadre de mon implication dans H.E.S.S., j'ai pu accéder à l'ensemble des observations du célèbre HBL PKS 2155-304, depuis le 19 juillet 2004 jusqu'au 17 novembre 2023. L'ensemble des observations ont été extraites au format DL3 (voir figure 3.7), en FITS, afin de les traiter avec GAMMAPY. La réduction des données est faite de la même manière que dans CTAAGNVAR, en effectuant une analyse ON-OFF standard. On obtient alors des données au format DL4 qui vont alors être utilisées par CTAAGNVAR. En effet comme nous l'avions décrit dans le chapitre 4, cette librairie permet de simuler des observations avec CTA au format DL4 et de les sauvegarder sur disque avec GAMMAPY. Il est alors possible de les recharger, il est donc assez simple, à la place de charger des simulations, de charger des données observationnelles. Cette démarche permet alors d'utiliser l'ensemble de la chaîne d'analyse, pour la reconstruction spectrale ainsi que l'extraction de la LC, implémentée dans CTAAGNVAR.

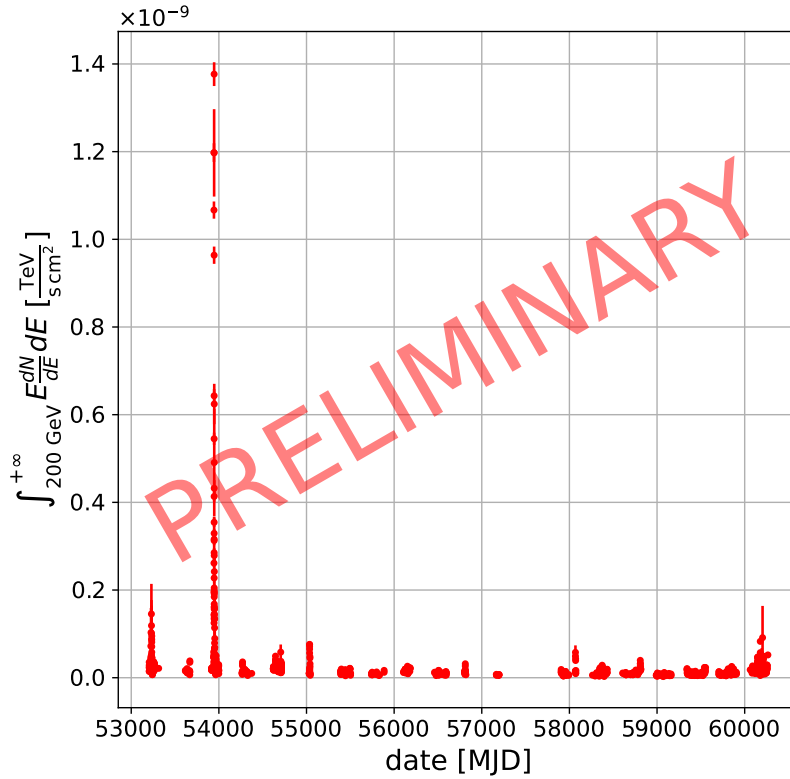
Cette étude de PKS 2155-304 nous permet alors deux choses :

- Tester la chaîne d'analyse qui fait les ajustements spectraux et la reconstruction de la LC, nous pourrions aussi valider la reconstruction de sa PSD.
- Sur le plan physique, les données de PKS 2155-304 vont nous servir à valider ou non qualitativement l'hypothèse de PSD en loi de puissance (éventuellement brisée).

### 5.5.2 Reconstruction de la LC à long terme et de sa PSD

Chacune des observations est ajustée avec un modèle de type LP absorbée par l'EBL, la LC au-dessus de 200 GeV est alors reconstruite, comme on peut le voir sur la figure 5.18. Ici nous utilisons notre estimateur  $G_{\text{bande}}$  (voir équation 5.13) avec les coupures définies dans l'annexe D pour rejeter les points mal ajustés. Ce filtrage fait par  $G_{\text{bande}}$  est particulièrement efficace sur ces données réelles, sans connaissance du modèle injecté, permettant ainsi de valider son utilisation de manière plus générale.

Pour caractériser les performances et la qualité de la LC reconstruite, nous avons effectué une analyse GAMMAPY en utilisant la classe LightCurveEstimator. La LC reconstruite dans ce cas est très similaire avec celle reconstruite par CTAAGNVAR. De manière quantitative, l'erreur médiane sur le flux intégré est de 21% pour la reconstruction faite avec le LightCurveEstimator, alors qu'elle est de l'ordre de 18% pour celle faite avec CTAAGNVAR. On ne note donc pas désaccord probant entre les deux méthodes.



**Figure 5.18:** LC reconstruite au-dessus de 200 GeV de PKS 2155-304 observé avec H.E.S.S. entre 2004 (MJD 53205) et 2023 (MJD 60265).

Toujours avec CTAAGNVAR, la PSD de la LC est calculée et présentée sur la figure 5.19. On voit alors plusieurs éléments qui se décrivent comme suit :

- Un plateau semble se dessiner à basse fréquence, jusqu'à  $0.2 j^{-1}$ , ensuite on voit qualitativement une pente dont la valeur est autour de 1.
- Il y a, à plus hautes fréquences, 2 composantes qui sont des artéfacts de la stratégie d'observation. On voit tout d'abord une première composante autour de  $1 j^{-1}$ . Cette fréquence correspond à un biais observationnel issu des déclenchements d'observations lors de périodes d'activité intense du blazar. En effet dans H.E.S.S., il y a un programme de déclenchement de campagnes d'observations des AGN, qui se base entre autres sur un suivi avec Fermi-LAT. J'ai personnellement participé à ces campagnes de déclenchement avec H.E.S.S. (environ 4 fois par an). Ce biais est assez difficile à réduire, car les données que nous avons ici ne sont principalement pas issues d'une stratégie d'observation non biaisée, comme on souhaite le faire avec CTAO pour l'étude à long terme des blazars (voir chapitre 5).
- La deuxième composante à haute fréquence est visible autour de  $50 j^{-1}$ , ce qui correspond à une période de 30 min, la durée typique des observations faites

## 5. Étude du comportement long terme des blazars avec CTAO

---

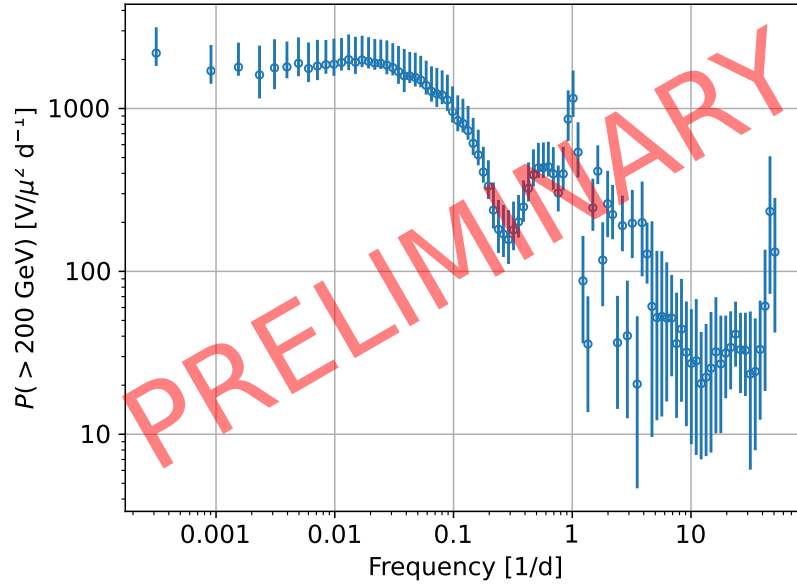
avec H.E.S.S.. Ce signal indique donc une forte variabilité au sein des nuits, d'une observation à la suivante. Cette caractéristique vient principalement de la période d'observation systématique du blazar lors de l'éruption de l'été 2006 (Aharonian et al., 2007a), où la variabilité du blazar était assez élevée pour induire un tel biais dans la reconstruction de la PSD. Ce biais est plus simple à réduire que celui évoqué dans le point ci-dessus. Il suffit en effet de supprimer de la LC la période associée à l'été 2006. On obtient alors la PSD présentée sur la figure 5.20, on voit donc une reconstruction bien plus proche de celle qu'on pourrait attendre, avec un comportement en loi de puissance.

Dans l'analyse H. E. S. S. Collaboration et al. (2017a), le comportement à long terme du blazar à été étudié avec H.E.S.S. et *Fermi*-LAT, avec un peu moins de 10 ans de données. Dans cette étude, pour chaque nuit, les observations sont accumulées pour ne reconstruire d'une seule valeur de flux intégré par nuit. En effectuant la même démarche, toujours en enlevant l'éruption de 2006, on obtient alors la PSD décrite par la figure 5.21. Ainsi, le fait de regrouper les observations par nuit permet à la fois de bien mieux reconstruire les points de flux, mais aussi de s'affranchir des biais de reconstruction liés à la mesure trop systématique de la variabilité à court terme, sur des échelles de temps plus courtes que la journée.

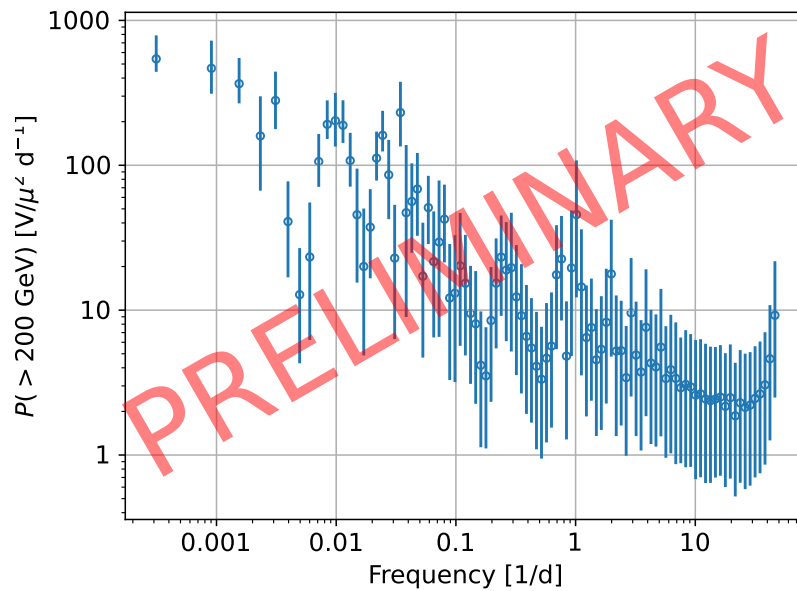
Pour la LC reconstruite avec un point par nuit, la variabilité fractionnelle, définie par l'équation 4.22, est établie à  $0.42 \pm 0.03$ . Si on se restreint à la même période que dans H. E. S. S. Collaboration et al. (2017a), c'est à dire jusqu'à fin 2012 (MJD 56292), on obtient une variabilité fractionnelle de  $0.36 \pm 0.03$ . Cette différence semble s'expliquer par le fait que le blazar montre un regain d'activité depuis MJD 60000. En revanche cette valeur est sensiblement en deçà de la valeur de  $0.66 \pm 0.01$  donnée par H. E. S. S. Collaboration et al. (2017a). Ici, nous avons reconstruit la LC uniquement avec des ajustements spectraux de type LP. Or, dans cette étude, la collaboration H.E.S.S. a plutôt décidé d'y ajouter une courbure parabolique, dont la valeur, ainsi que celle de l'indice de photon, sont ajustées une fois par an sur l'ensemble des observations de l'année. Il semble assez difficile de penser que la présence de courbure puisse induire une telle différence entre les valeurs de  $F_{var}$ . En revanche, le fait de laisser fixe l'indice de photon pour la reconstruction du flux par nuit est une différence majeure avec le travail fait dans ce manuscrit. En effet, dans notre cas, la variabilité spectrale va être décrite à la fois par la normalisation en flux ainsi que par l'indice de photon, qui vont donc tout deux varier d'une nuit à l'autre. Dans le cas de l'analyse de H. E. S. S. Collaboration et al. (2017a), l'ensemble de la variabilité spectrale est décrite par la normalisation en flux. Il semble donc tout à fait naturel que la variabilité fractionnelle calculée par H.E.S.S. soit supérieure à celle de ce travail.

Concernant la pente de la PSD ainsi que la présence d'une éventuelle cassure, nous n'aborderons ici que les résultats qualitatifs, comme dans le reste de ce chapitre, l'étude quantitative étant à la charge de collègues. On peut donc conclure qu'une pente autour de 1 semble valide, en revanche, la présence d'une éventuelle cassure semble peu visible, à l'image des conclusions apportées par H. E. S. S. Collaboration et al. (2017a).

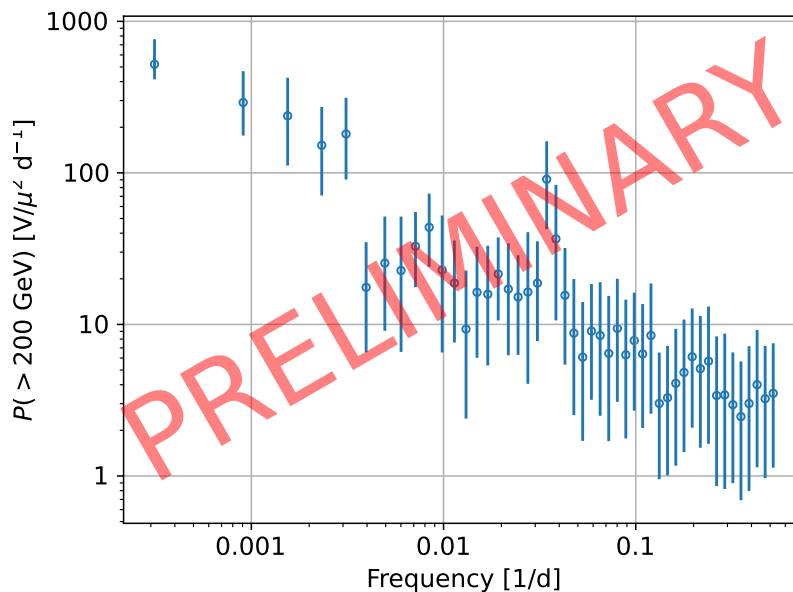
5.5. Validation avec des données réelles : le cas de PKS 2155-304 avec H.E.S.S.



**Figure 5.19:** PSD reconstruite au-dessus de 200 GeV de PKS 2155-304 observé avec H.E.S.S. entre 2004 (MJD 53205) et 2023 (MJD 60265). La reconstruction est faite avec CTAAGNVAR selon la méthode décrite dans la partie 5.4.2.



**Figure 5.20:** PSD reconstruite au-dessus de 200 GeV de PKS 2155-304 observé avec H.E.S.S. entre 2004 (MJD 53205) et 2023 (MJD 60265) sans l'éruption de 2006. La reconstruction est faite avec CTAAGNVAR selon la méthode décrite dans la partie 5.4.2.



**Figure 5.21:** PSD reconstruite au-dessus de 200 GeV de PKS 2155-304 observé avec H.E.S.S. entre 2004 (MJD 53205) et 2023 (MJD 60265). Les observations sont regroupées par nuit. La période d'activité de 2006 est aussi enlevée. La reconstruction est faite avec CTAAGNVAR selon la méthode décrite dans la partie 5.4.2.

### 5.5.3 Conclusion de l'étude des données réelles

L'étude menée ici avec un peu moins de 20 ans de données observationnelles de PKS 2155-304 avec H.E.S.S. nous a donc permis de valider notre méthode de reconstruction ainsi que l'utilisation de l'estimateur de validité des ajustements  $G_{\text{bande}}$ . En effet à la fois la LC et la PSD reconstruite ici sont semblables à la reconstruction faite par GAMMAPY avec le LightCurveEstimator. De plus, la confrontation avec les résultats de H. E. S. S. Collaboration et al. (2017a) permet de valider avec des arguments physiques notre analyse.

Il faudrait maintenant poursuivre cette étude au sein de la collaboration H.E.S.S., typiquement pour voir si les conclusions avancées par H. E. S. S. Collaboration et al. (2017a) peuvent être améliorées, particulièrement en terme de quantification de l'existence d'une fréquence de cassure.

## 5.6 Conclusion

Nous avons étudié le comportement à long terme des AGN observés avec CTAO en simulant un programme d'observations de 20 ans des 18 sources sélectionnées dans Zech et al. (2019), à raison d'une observation de 30 min d'exposition par semaine dans la période de visibilité.

Nous avons montré que pour plusieurs sources, notamment BL Lac, la distribution de significativité de détection obtenue est particulièrement élevée et permet de

détecter souvent la source au-delà de  $3\sigma$  pour des observations de 30 min. Ainsi la détection attendu de BL Lac serait comparable à celle de Mrk 501 observée avec les IACT actuels. Ce résultat est très prometteur car il nous assure qu'avec CTAO il sera possible d'étudier très finement le cycle utile des blazars, en particulier pour ceux qui aujourd'hui sont encore difficilement accessibles comme le prototype LBL BL Lac ou bien le prototype FSRQ PKS 1510-089.

Pour chacune de ces sources, nous avons modélisé leur comportement à long terme en se basant sur l'état de l'art des connaissances actuelles sur l'émission des blazars, comme nous l'avons détaillé dans 5.2. Nous avons plus particulièrement ici modélisé les blazars avec une PSD en bruit rose, c'est à dire avec une pente de 1.

Les LC reconstruites sur les données simulées ont permis de reconstruire les PSD que CTAO observera pour les sources du KSP AGN de CTAO. La reconstruction de la pente est très bonne pour plusieurs sources et notamment pour BL Lac. PKS 1510-089 souffre d'un manque de détection depuis le site sud de CTAO, à cause du manque des LST au sud dans la configuration  $\alpha$ . Dans la suite il faudrait faire la même étude mais en simulant les observations de cette source depuis le site nord de CTAO, dont la présence des LST est assurée. La reconstruction faite de la PSD de BL Lac est très prometteuse car cette qualité de reconstruction pourrait permettre de contraindre le régime d'accrétion ainsi que la masse du SMBH présent au sein des AGN.

Afin de mieux contraindre les PSD, il serait intéressant de réviser le KSP AGN de CTAO, typiquement en adaptant les stratégies d'observations à chacune des sources. Par exemple, pour PKS 1510-089, il serait probablement plus judicieux de l'observer avec une exposition de 1h et une cadence d'une observation toutes les deux semaines, comparé à la stratégie actuelle. Des études sont en cours pour quantifier ces remarques.

On pourra trouver en annexe les LC (E.2.0.1), les spectres médians (E.1) et les PSD (E.2.0.3) reconstruits pour l'ensemble des sources du programme d'observation à long terme des AGN, listées dans le tableau 5.1. Pour ne pas charger le manuscrit, seulement les résultats avec une pente de 1 et l'absence de cassure dans la PSD injectée sont présentés. Le reste des simulations pour les configurations présentées dans le tableau 5.2 a aussi été analysé. Pour les cas où il n'y a pas de cassure, la pente est qualitativement bien reconstruite pour les différentes valeurs de pente simulées. La quantification de la qualité de reconstruction de la PSD est faite par des collègues, ce pourquoi nous ne nous éterniserons pas ici sur cette partie de l'analyse, nous évoquerons ces résultats concernant la reconstruction de la position de la cassure  $f_{br}$  dans la conclusion du manuscrit 7.5.



# Étude des éruptions d'AGN

## Sommaire

6.1	Modélisation phénoménologique des éruptions d'AGN	186
6.1.1	Modèle standard d'émission à une zone leptonique avec SSC	186
6.1.2	Prise en compte de la reconnexion magnétique	187
6.1.3	Modèle d'émission à une zone hadronique	188
6.2	Simulations et reconstructions pour les modèles phénoménologiques d'éruption	190
6.2.1	Simulation et reconstruction de l'éruption issue du modèle standard d'émission à une zone leptonique avec SSC de Mrk 421	190
6.2.2	Simulation et reconstruction de l'éruption du modèle multi-zone avec reconnexion magnétique de Mrk 421	194
6.2.3	Simulation et reconstruction de l'éruption du modèle à une zone lepto-hadronique de Mrk 501	197
6.3	Reconstruction de diagramme de ratio de dureté (HR)	202
6.4	Conclusion	205

Après avoir mené l'étude du comportement à long terme des blazars, nous allons maintenant totalement changer d'échelle de temps pour les étudier sur les temps courts. En ce terme nous entendons les durées de l'ordre de l'heure à la semaine. Nous allons donc nous focaliser sur l'étude des éruptions d'AGN. Dans le consortium scientifique de CTAO, nous travaillons en collaboration avec plusieurs groupe de phénoménologues, qui nous ont fourni leurs résultats de simulations phénoménologiques (Cerruti et al., 2022).

Le modèle générique d'émission du jet des blazars a été présenté dans 1.4, nous allons ici nous attarder sur quelques modèles phénoménologiques plus spécifiques.



Nous allons pour chacun de ces modèles, faire la simulation de son observation avec **CTAO** pour ensuite procéder à la reconstruction de la **LC** observée. L'objectif est de quantifier la capacité future de **CTAO** à reconstruire les propriétés intrinsèques des modèles ainsi que de discriminer entre différents modèles d'émission. Ici, nous ne développerons pas en détail les modèles d'émission, ceci sort du cadre de cette thèse qui se focalise sur le point de vue observationnel et les perspectives offertes par le futur observatoire **CTAO**.

Dans la suite nous allons donc présenter dans 6.1 différentes modélisations phénoménologiques de rayonnements multi-longueurs d'onde dépendants du temps, dont les paramètres sont ajustées sur des observations existantes d'éruptions historiques de ces 20 dernières années. Ensuite dans la partie 6.2 la simulation des observations ainsi que la reconstruction des propriétés spectrales sont expliquées. Dans la section 6.3, les diagrammes de ratio de dureté ( $HR^1$ ) sont présentés, un estimateur de détection d'hystérésis dans ces diagrammes y est développé. Pour finir, dans la partie 6.4, nous concluons sur les perspectives offertes par **CTAO** en terme de caractérisation des éruptions d'AGN.

### 6.1 Modélisation phénoménologique des éruptions d'AGN

Tout d'abord, nous allons nous focaliser sur 3 modélisations phénoménologiques d'émission d'éruption d'AGN, que nous allons présenter dans la suite.

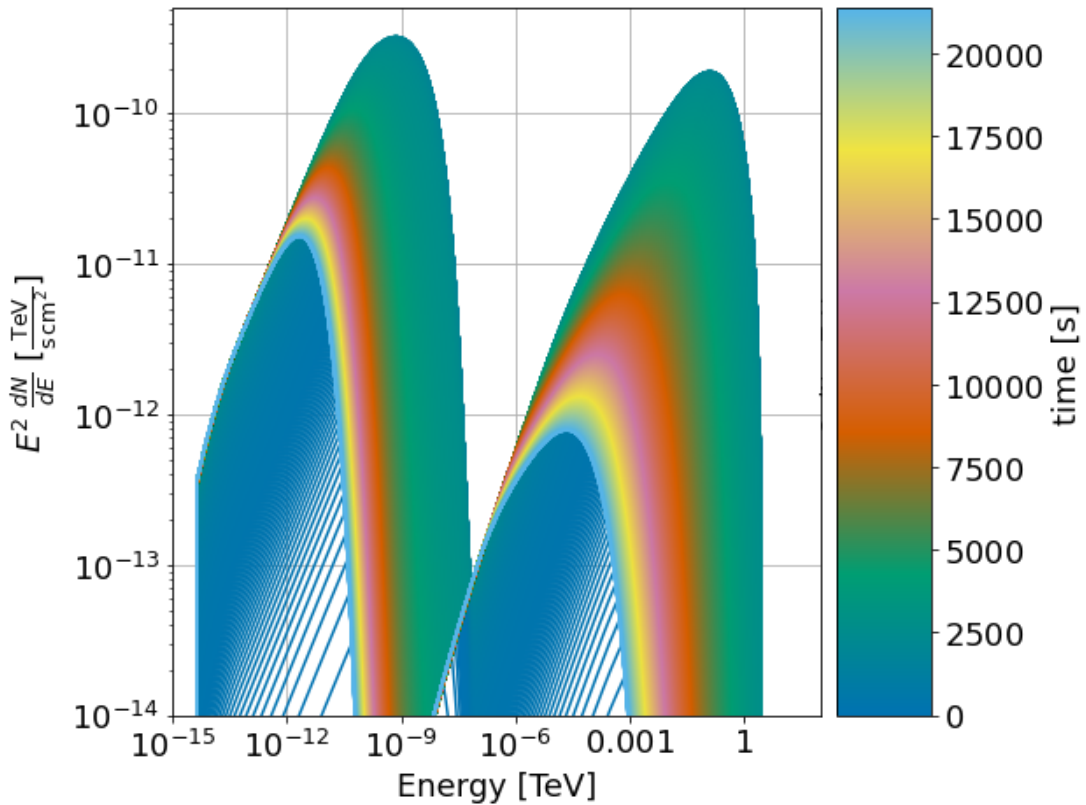
#### 6.1.1 Modèle standard d'émission à une zone leptonique avec **SSC**

Tout d'abord nous allons utiliser un modèle simple d'émission à une zone, avec un nodule de plasma injecté à la base du jet depuis le disque d'accrétion qui se déplace dans le jet. La population de particules accélérées est purement leptonique, celle-ci rayonne donc de la radio aux rayons X (voir 1.3.1). L'émission au TeV est quant à elle expliquée par des processus de rayonnement **IC** (voir 1.3.2) sur des champs de diffusion externes (**BLR**, tore de poussière) où bien sur l'émission synchrotron elle-même. On parle alors de processus **SSC** comme présenté dans la partie 1.4.2. Le modèle a ici été ajusté sur l'éruption de mars 2001 du **HBL** Mrk 421 (Fossati et al., 2008). La description détaillée du modèle phénoménologique d'émission est faite dans Finke, Dermer, and Böttcher (2008), ainsi que le processus d'ajustement de ses paramètres sur l'éruption de Mrk 421.

Le modèle prédit donc une évolution de la **SED** de Mrk 421 au cours de l'éruption, sur une période de 6h, avec une augmentation typique de la densité de flux d'un facteur 100 au maximum de l'éruption comme on peut le voir sur la figure 6.1. La résolution temporelle du modèle est de 1 **SED** toutes les 10 secondes ce qui permet d'avoir une

---

<sup>1</sup>de l'anglais *hardness ratio*



**Figure 6.1:** Évolution temporelle des SED selon le modèle de *Finke, Dermer, and Böttcher (2008)*. Celle-ci est marquée avec le changement de couleur des spectres.

résolution temporelle des observations simulées très fine et permet d'éviter de faire de grandes interpolations dans le temps.

### 6.1.2 Prise en compte de la reconnexion magnétique

Le mécanisme de production d'un nodule de particules accélérées dans le jet n'est pas parfaitement expliquée de manière générale. On a pu évoquer différents processus permettant l'injection de particules fraîchement accélérées dans le jet dans 5.1.1. On peut aussi invoquer l'accélération par onde de choc comme décrite dans 1.2.1.2, ou bien l'accélération par turbulence comme décrite par *Rieger and Duffy (2021)*. On peut alors utiliser des modèles basées sur de la turbulence magnétohydrodynamique (MHD) (*Vuillaume, Henri, and Petrucci, 2018, Sol, Pelletier, and Asseo, 1989*).

Un autre processus particulièrement prometteur repose sur le phénomène de reconnexion magnétique. Initialement développé par *Sweet (Sweet, 1958)* et *Parker (Parker, 1957)*, ce processus a été amélioré et adapté au jet d'AGN (*Giannios, Uzdensky, and Begelman (2009), Giannios (2013)*). Une explication simple du phénomène est la suivante, le plasma contenu dans le jet d'un AGN est magnétisé, les lignes de champs, fixées au fluide, peuvent donc s'enrouler pour atteindre un point de rupture où les lignes de sens opposés vont se retrouver suffisamment proches pour se briser et alors se reconnecter. Ce phénomène permet de céder de l'énergie magnétique en énergie

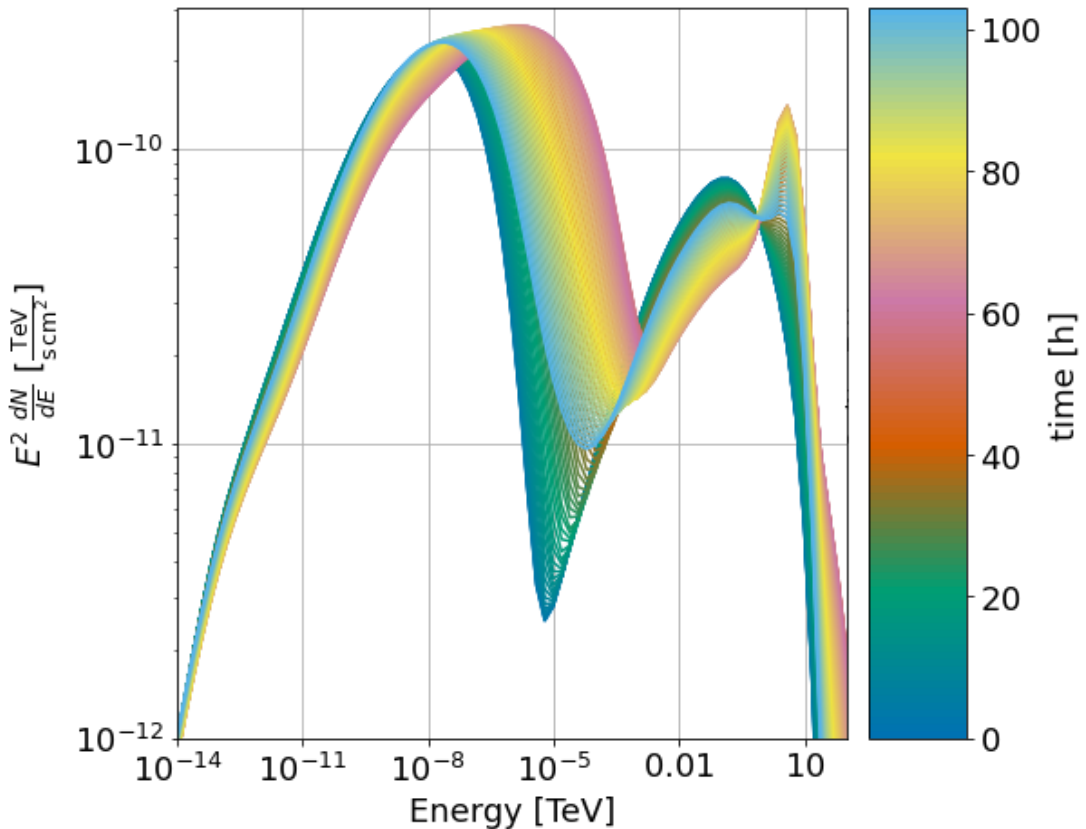
cinétique aux particules qui composent le plasma.

Des modèles d'émission des blazars basés sur ce phénomène sont élaborés dans [Morris, Potter, and Cotter \(2019\)](#) et [Christie et al. \(2019\)](#). Le premier modèle est assez simple, il considère un nodule unique qui va croître en se déplaçant le long d'une zone où le phénomène de reconnexion magnétique se produit. Ce modèle permet d'expliquer la variabilité rapide observée lors d'une éruption de BL Lac en 2016 ([Abeysekara et al., 2018](#)), mais présente une limitation quant à l'explication de l'intensité de l'éruption. Le modèle de [Christie et al. \(2019\)](#) est de son côté plus abouti, il ne considère non pas un simple nodule mais une multitude de nodules qui sont créées dans la zone de reconnexion magnétique. Le calcul de l'émission totale est fait, et permet alors d'expliquer une variabilité très rapide, de l'ordre de la minute, issue de nodule qui, par des arguments de causalité, sont de petite taille. Une variabilité plus longue est aussi explicable grâce à la présence de nodules plus gros, formés par l'accumulation des petits, qui vont se propager plus loin dans le jet. On peut se référer à la figure 4.3 où le modèle de [Christie et al. \(2019\)](#) a été ajusté sur une éruption de Mrk 421 de 2013 ([Acciari et al., 2020](#)), comme présenté dans [Jormanainen et al. \(2023\)](#). On voit bien en comparaison à la figure 6.1 que le modèle avec reconnexion magnétique prédit de multiples éruptions, avec des échelles de temps et d'intensités différentes. Le modèle que nous avons ici prédit l'évolution de Mrk 421 sur environ 2 semaines à raison d'un modèle de SED toutes les 40 secondes environ.

### 6.1.3 Modèle d'émission à une zone hadronique

Jusqu'à maintenant nous n'avons évoqué que des modèles où la population de particules accélérées est purement leptonique, il est possible de considérer une population de particules hadroniques, comme c'est le cas dans [Petropoulou, Coenders, and Dimitrakoudis \(2016\)](#). Ici, le modèle d'émission est un modèle à une zone, avec un nodule de particules accélérées dans le jet, présenté dans 1.4.4. Il est similaire à celui de [Finke, Dermer, and Böttcher \(2008\)](#) à ceci près qu'ici, des protons sont aussi accélérés. Ainsi, les différents processus d'émission hadroniques décrits dans 1.3.3 seront à l'œuvre, créant une contribution significative de photons en plus de ceux produits par les processus leptoniques usuels. Ce modèle prédit aussi un flux de neutrinos qui pourrait être détectable comme pour le cas de l'éruption de TXS 0506+056 de septembre 2017, détectée à la fois à de multiples longueurs d'ondes, mais dont le flux de neutrinos a aussi été détecté (à  $3.5\sigma$ ) par IceCube ([IceCube Collaboration et al., 2018](#)). On pourra se référer aux travaux de [Cerruti et al. \(2019\)](#) et [Petropoulou et al. \(2020\)](#) pour une modélisation de l'émission multi-longueurs d'onde et multi-messagers de TXS 0506+056.

Le modèle décrit par [Petropoulou, Coenders, and Dimitrakoudis \(2016\)](#) a été adapté dans [Petropoulou et al. \(2024\)](#) et ajusté sur une éruption du HSP Mrk 501 d'environ 2 semaines en 2014, détectée à la fois en rayons X par *Swift* et rayons  $\gamma$  par MAGIC dans ([MAGIC Collaboration et al., 2020](#)). L'éruption est détectée en rayons  $\gamma$  uniquement une nuit, c'est pourquoi le modèle phénoménologique que nous utilisons ici couvre ici une période de 4 jours, plus court que les 2 semaines d'activité observées à d'autres longueurs d'onde. Le modèle se base donc sur l'émission SSC



**Figure 6.2:** Évolution temporelle des SED selon le modèle de *Petropoulou et al. (2024)*. L'évolution temporelle d'environ 4 jours est marquée avec le changement de couleur des spectres.

d'une population leptonique à laquelle s'ajoute une composante au TeV issue des processus de désintégration de pions. L'ensemble des SED sont représentées sur la figure 6.2. On peut y voir deux phases distinctes de l'éruption, une première durant les 30 premières heures de bleu foncé à vert, où on voit l'émission SSC de la population leptonique, ensuite on peut voir une deuxième contribution qui arrive 40h après le début de l'éruption issue des processus d'émissions hadroniques. En effet le temps de refroidissement des protons étant plus long que celui des électrons, la contribution hadronique à l'émission des photons  $\gamma$  arrive dans un second temps. Le pic issu de l'émission des pions est visible un peu en-deçà 10 TeV. Le modèle que nous avons ici est fourni avec une résolution d'un modèle de SED toutes les heures. Ce qui implique une résolution temporelle assez faible, on ne pourra donc chercher à mesurer de la variabilité rapide, à savoir avec des temps caractéristiques en-deçà de l'heure, pour cette éruption.

## 6.2 Simulations et reconstructions pour les modèles phénoménologiques d'éruption

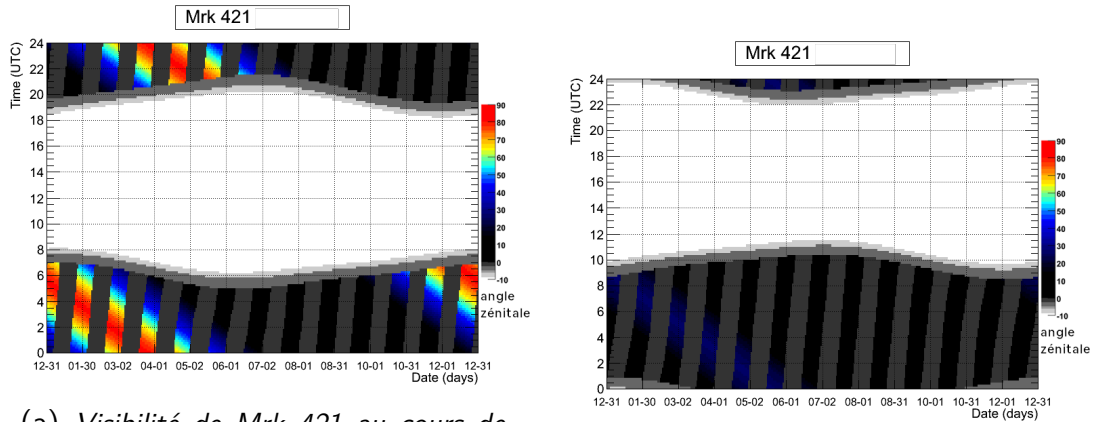
Après avoir introduit les différents modèles phénoménologiques dans la section précédente, nous allons maintenant pour chacun d'entre eux faire la simulations des observations avec CTAO ainsi que la reconstruction des propriétés spectrales et des LC, comme décrit dans la section 4.4. Les résultats sont présentés dans les sous-parties suivantes suivant la même logique que dans la partie précédente.

### 6.2.1 Simulation et reconstruction de l'éruption issue du modèle standard d'émission à une zone leptonique avec SSC de Mrk 421

Afin de simuler l'observation avec CTAO de modèle décrit par Finke, Dermer, and Böttcher (2008), il a fallu choisir une date à laquelle l'éruption se produit, pour cela nous avons choisi une période de visibilité de Mrk 421. Comme on peut le voir sur la figure 6.3, depuis le site nord de CTAO on peut voir la source avec une élévation jusqu'à  $90^\circ$  alors qu'elle peine à atteindre  $40^\circ$  depuis le site sud. On peut de plus voir que la source est particulièrement bien visible durant toutes les nuits en début d'année, nous simulons donc les observations depuis le site sud, à partir du 30 janvier 2025 à 3h07' UTC, ce qui correspond à MJD 60705.13. Au regard de la durée courte de l'éruption (6h), elle est observée uniquement durant cette nuit, on peut alors voir la simulation du nombre d'évènements  $\gamma$  avec CTAAGNVAR sur la figure 6.4. Comme on peut le voir, on a ici un cas d'observation quasi idéale où l'intégralité de l'éruption au VHE est observable et observée en un seul bloc, avec un angle zénithal de  $10^\circ$ , qui permet donc une qualité escomptée des données observées optimale, avec un seuil de détection en énergie assez faible, de l'ordre de 30 GeV.

La reconstruction de la LC est faite suivant la procédure décrite dans la section 4.4.5, en ajustant un modèle spectral de plus en plus complexe. De plus, pour mesurer au mieux la variabilité nous avons développé une méthode pour avoir des observations dont l'exposition est adaptée avec la significativité de détection (Eq. 2.6 de Li and Ma (1983)). Ici, nous réduisons donc la durée des observations tant que chacune d'elles présente une significativité de détection d'au moins  $5\sigma$ . On fixe une limite inférieure à la durée d'une observation de 2 min, car les IRF de CTAO produites par simulations de MC correspondent à une durée minimale d'observation de 100 s. On peut voir sur la figure 6.5 que cette méthode permet d'avoir des durées d'observation d'autant plus faibles que le flux est élevé, associées à une détection plus significative, comme le montre la figure 6.6. Cette méthode permet de reconstruire avec une résolution bien meilleure la variabilité temporelle de la LC. Cette dernière, reconstruite à partir des données simulées, est donc représentée sur cette figure, en bord d'éruption les observations les plus longues sont de 20 min alors qu'au niveau de l'activité maximale la durée des observations est de 2 min. On peut voir un très bon accord entre les flux prédits par le modèle injecté et ceux reconstruits. De plus il est évident que l'éruption

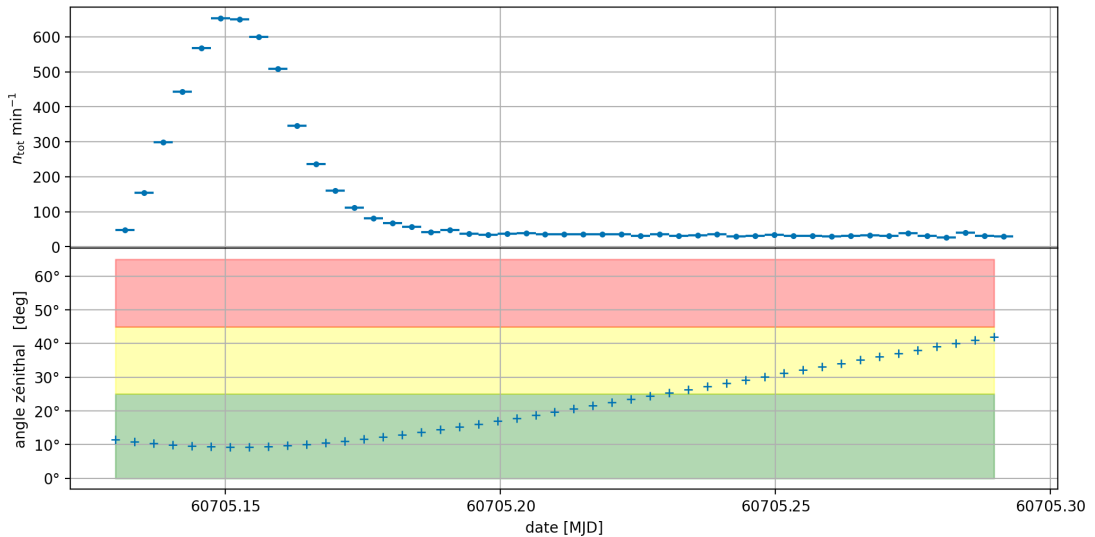
## 6.2. Simulations et reconstructions pour les modèles phénoménologiques d'éruption



(a) Visibilité de Mrk 421 au cours de l'année 2025 depuis le site nord de CTAO.

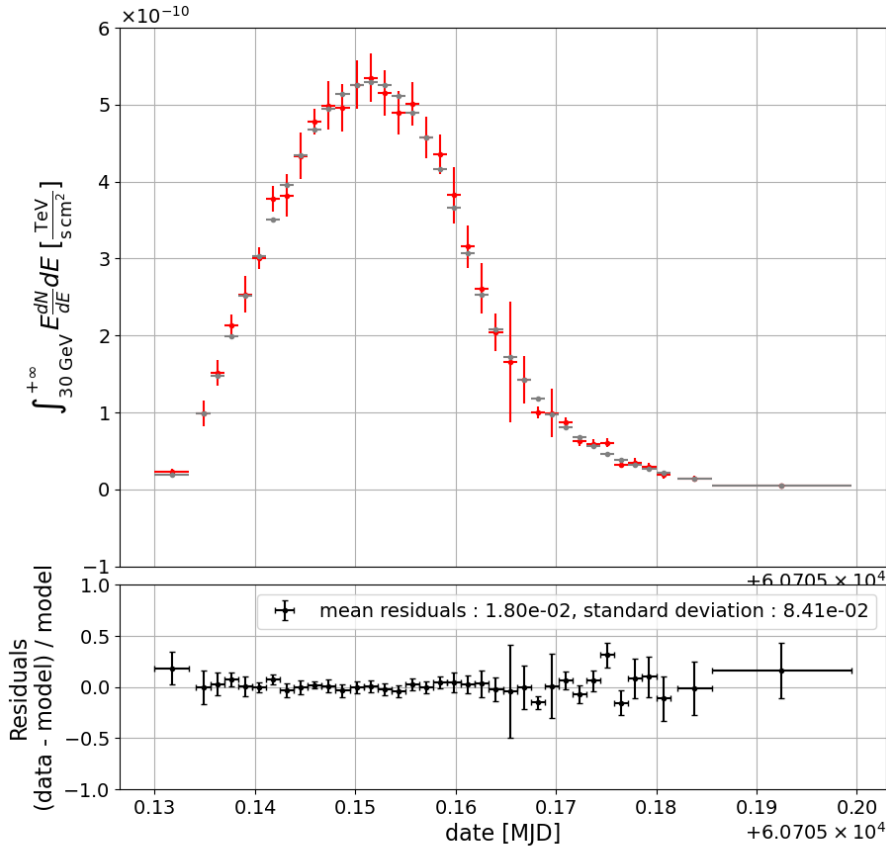
(b) Visibilité de Mrk 421 au cours de l'année 2025 depuis le site sud de CTAO.

**Figure 6.3:** Visibilité de Mrk 421 depuis les sites de CTAO. La date est indiquée en abscisse et on trouve en ordonnée l'heure de la journée. L'échelle de couleur indique l'élévation de Mrk 421. Les bandes grises foncées correspondent au moment où la lune est visible. Au milieu des figures on peut voir une zone blanche qui correspond aux périodes où le soleil est levé. Crédit : TeVCat Object Visibility Tool.



**Figure 6.4:** Taux de photons  $\gamma$  simulés suivant le modèle de Finke, Dermer, and Böttcher (2008). Sur le panneau inférieur on trouve l'évolution de l'angle zénithal de Mrk 421 au cours de la nuit. Chaque point représente une observation dont l'exposition est de 5 min. Les trois bandeaux de couleurs correspondent aux 3 angles zénithaux présents dans les IRF de CTA.

## 6. Étude des éruptions d'AGN



**Figure 6.5:** LC reconstruite au-dessus de 30 GeV pour l'éruption de Mrk 421 avec le modèle SSC de [Finke, Dermer, and Böttcher \(2008\)](#). Les flux intégrés sont représentés en rouge et sont reconstruits à partir des ajustements spectraux itératifs présentés dans la section 4.4.5. Les points gris représentent les flux intégrés calculés à partir des modèles injectés présentés sur la figure 6.1. Le panneau inférieur représente les résidus entre les grandeurs injectées et reconstruites, définis par l'équation 4.19.

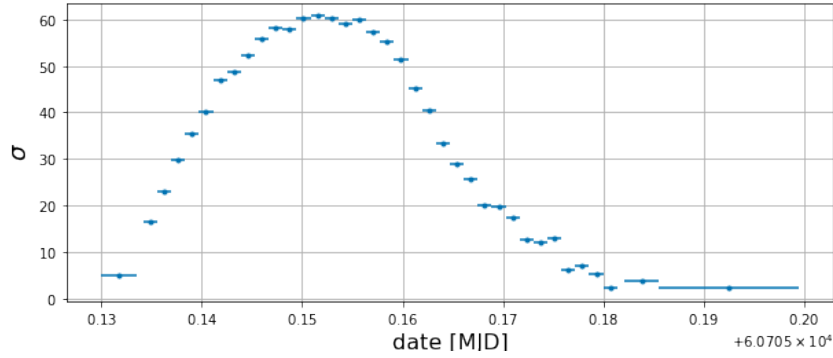
est ici bien détectée par [CTAO](#), validée par la valeur des estimateurs de détection de variabilité présentés dans le tableau 6.1.

La méthode adaptative actuellement implémentée dans [CTAAGNVAR](#) est assez complexe car comme nous simulons techniquement des données de type DL4 (voir figure 3.7), il est ensuite plus difficile de réduire le pas de temps. Il faudrait plutôt modifier l'implémentation de [CTAAGNVAR](#) pour travailler avec des listes de photons simulés, au format DL3, et calculer un pas adaptatif en se basant sur le travail de [Emery \(2020\)](#).

Au-delà de la détection de l'évolution temporelle du flux intégré de Mrk 421, on peut étudier la variabilité spectrale, par exemple pour cela on peut regarder la corrélation entre les paramètres spectraux  $\Phi_0 = \Phi(E_0)$  et  $\Gamma$  de l'équation 4.7 présentée



## 6.2. Simulations et reconstructions pour les modèles phénoménologiques d'éruption



**Figure 6.6:** Significativité de détection pour l'éruption de Mrk 421 avec le modèle *SSC* de Finke, Dermer, and Böttcher (2008).

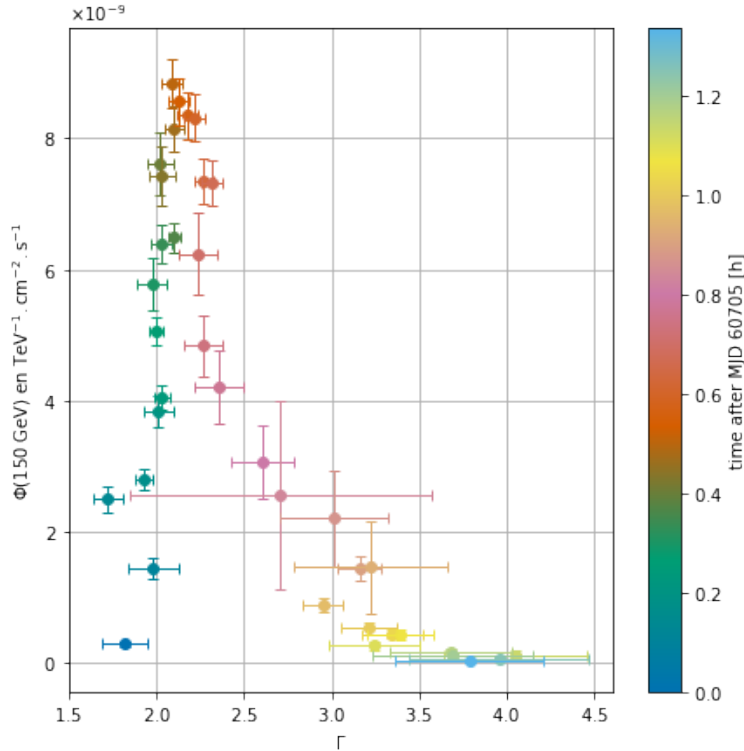
Estimateur	$\sigma_{XS}^2$	$F_{var}$
Valeurs	$0.99 \pm 0.24$	$1.0 \pm 0.12$

**Table 6.1:** Valeurs des estimateurs de variabilité de la *LC* reconstruite sur les données simulées de Mrk 421 avec le modèle *SSC* présentées sur la figure 6.5. Les estimateurs présentés ici sont définis dans la partie 4.4.7.

sur la figure 6.7. En effet on peut clairement voir qu'au début de l'éruption le modèle prévoit un spectre dur avec  $\Gamma$  entre 1 et 2, alors qu'en fin d'éruption, le spectre se ramollit pour avoir  $\Gamma$  entre 3 et 4. Cette dynamique nous indique clairement un comportement non symétrique de l'évolution spectrale entre la montée et la descente de l'activité durant l'éruption. Cette caractéristique est assez connue et propre au modèle *SSC* qui prévoit un ramollissement du spectre lorsque le flux total décroît, à cause du refroidissement plus rapide des particules les plus énergétiques. L'asymétrie observée entre la montée de l'éruption et sa redescente peut être due entre autres aux temps de refroidissements différents entre les populations de particules responsables de l'émission au *VHE*, à basse énergie et haute énergie, respectivement la centaine de GeV et le TeV. Pour aller plus loin dans l'investigation des dépendances énergétiques à la variabilité spectrale nous utiliserons des diagrammes de ratio de dureté que nous aborderons plus en détail dans la partie 6.3. Ce type d'indicateur s'avère particulièrement utile pour discriminer les différents modèles d'émission des blazars.

Nous avons donc ici montré qu'avec *CTAO*, il sera possible de reconstruire avec une grande précision la *LC* observée pour une éruption décrite par le modèle de Finke, Dermer, and Böttcher (2008). Au-delà de la reconstruction fine de la variabilité en terme de flux, il est aussi possible d'étudier avec précision la variabilité spectrale, ici grâce à la corrélation entre le flux différentiel et l'indice de photon à une énergie donnée. Nous développerons plus en détail ce point dans la section 6.3.





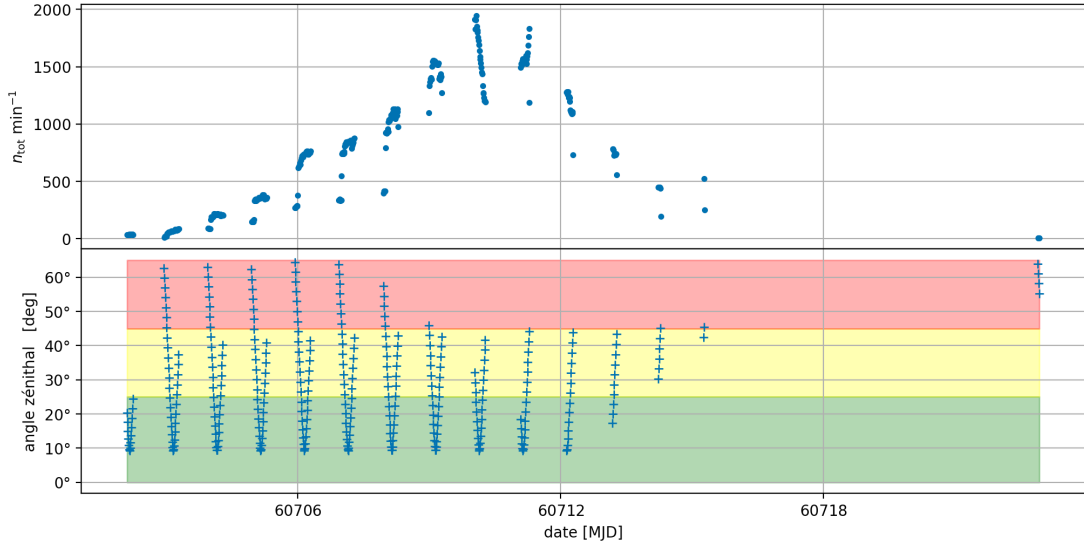
**Figure 6.7:** Corrélation au cours du temps entre  $\Phi$  et  $\Gamma$  évalués à 150 GeV, avec le modèle SSC de Mrk 421 de *Finke, Dermer, and Böttcher (2008)*. L'évolution temporelle est marquée avec les changements de couleurs.

### 6.2.2 Simulation et reconstruction de l'éruption du modèle multi-zone avec reconnexion magnétique de Mrk 421

Le modèle avec reconnexion magnétique de *Christie et al. (2019)* présente donc une évolution de 2 semaines du niveau d'activité de Mrk 421, comme expliqué dans le paragraphe précédent, cette source est bien visible depuis le site nord de CTAO en début d'année. Ici nous simulons le début de la période d'activité au 27 janvier 2025 à 2h24 UTC, ce qui correspond à MJD 60702.1. La simulation des événements  $\gamma$  est faite avec CTAAGNVAR comme décrite dans la partie 4.4.4, et on peut voir sur la figure 6.8 l'évolution du taux de photons  $\gamma$  simulés au cours du temps, ainsi que l'évolution de l'angle zénithal de Mrk 421 au cours des nuits. On peut voir que la période de visibilité de la source décroît d'une nuit à l'autre, à cause de la présence de la lune qui se couche de plus en plus tard. On voit cependant que le choix de notre période d'observation est ici aussi un cas assez idéal, car on peut observer la source toutes les nuits qui correspondent au maximum d'activité pendant au moins 3h, et ce selon un angle zénithal assez faible d'en moyenne 20°.

La reconstruction de la LC est faite exactement de la même manière que dans

## 6.2. Simulations et reconstructions pour les modèles phénoménologiques d'éruption



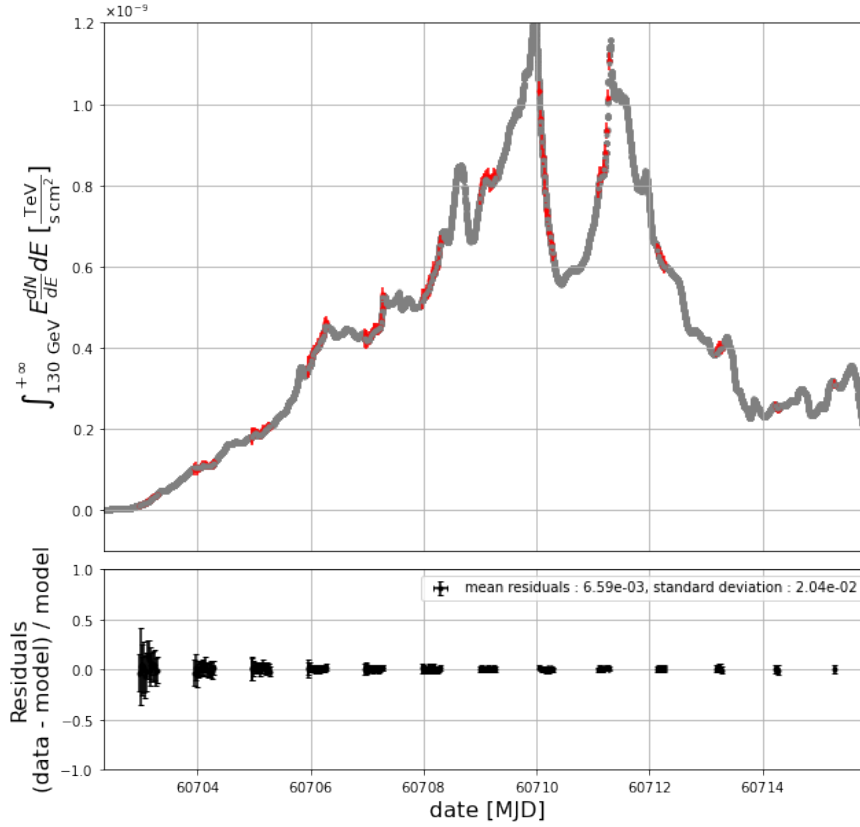
**Figure 6.8:** Taux de photons  $\gamma$  simulés suivant le modèle de [Christie et al. \(2019\)](#). Sur le panneau inférieur on trouve l'évolution de l'angle zénithal de Mrk 421 au cours de la période d'observation d'activité de Mrk 421. Chaque point représente une observation dont l'exposition est de 15 min. Les trois bandeaux de couleurs correspondent aux 3 angles zénithaux présents dans les IRF de CTA.

la partie précédente, 6.2.1, nous obtenons alors sur la figure 6.9 la LC reconstruite au-dessus de 30 GeV pour l'éruption de Mrk 421 modélisée par le modèle de [Christie et al. \(2019\)](#). Ici aussi on utilise un pas temporel adaptatif, cependant, pour des raisons de limitation du temps de calcul, sachant que le modèle dont nous simulons les observations dure 2 semaines, nous avons limité la durée minimale d'une observation à 30 min. En outre, nous avons vérifié qu'il y avait peu de variabilité rapide en dessous de 30 min dans le modèle injecté, et qu'il n'était donc pas particulièrement pertinent de réduire cette durée minimale d'observation.

On voit alors que sur toute la période d'activité de Mrk 421 la LC est bien reconstruite avec des résidus très faibles et non biaisés. On peut aussi voir que la variabilité propre à chaque nuit est bien détectée, avec des petites éruptions avec de la variabilité rapide au sein des nuits, par exemple durant la nuit du MJD 60711. Si on regarde les valeurs de l'excès de variance  $\sigma_{\chi^2_S}^2$  ainsi que des variabilités fractionnelles  $F_{\text{var}}$  et point-à-point  $F_{\text{pp}}$  (voir section 4.4.7), résumé dans le tableau 6.2, on peut voir que les deux premiers indicateurs, bien qu'en-dessous des valeurs pour le modèle SSC présenté juste avant, indiquent clairement une variabilité de l'émission du blazar. De plus, la valeur de  $F_{\text{pp}}$  indique qu'il y a aussi une variabilité rapide locale.

La LC reconstruite est très différente de celle simulée avec le modèle SSC, en effet ici on peut reconstruire des schémas de variabilité bien différents et à de multiples échelles, malheureusement on voit ici la limitation imposée par le cycle observationnel diurne, en effet pour une grande partie des éruptions sur des temps caractéristiques de l'ordre de la journée, on va pouvoir observer uniquement la phase montante ou descendante, comme on peut le voir grâce aux points gris sur la figure 6.9. Ce problème

## 6. Étude des éruptions d'AGN



**Figure 6.9:** LC reconstruite au-dessus de 30 GeV pour l'éruption de Mrk 421 avec le modèle avec reconnexion magnétique de [Christie et al. \(2019\)](#). Les flux intégrés sont représentés en rouge et sont reconstruits à partir des ajustement spectraux itératifs présentés dans la section 4.4.5. Les points gris représentent les flux intégrés calculés à partir des modèles injectés présentés sur la figure 4.3. Le panneau inférieur représente les résidus entre les grandeurs injectées et reconstruites, définis par l'équation 4.19. Chacune des observations durent 30 min.

Estimateur	$\sigma_{XS}^2$	$F_{\text{var}}$	$F_{\text{pp}}$
Valeurs	$0.42 \pm 0.05$	$0.65 \pm 0.04$	0.08

**Table 6.2:** Valeurs des estimateurs de variabilité de la LC reconstruite sur les données simulées de Mrk 421 avec le modèle à reconnexion magnétique de [Christie et al. \(2019\)](#) présenté sur la figure 6.9. Les estimateurs présentés ici sont définies dans la partie 4.4.7.

## 6.2. Simulations et reconstructions pour les modèles phénoménologiques d'éruption

ne se pose pas pour les temps longs, car comme on peut le voir la forme générale de l'éruption est clairement reconstruite sur la dizaine de jours entre MJD 60704 et MJD 60714. De même la variabilité rapide, sur des temps caractéristiques plus faibles que la période d'observation de chacune des nuits, est aussi mesurable comme on peut le voir la nuit du MJD 60709.

La simulation faite ici illustre parfaitement la limitation majeure à laquelle nous serons toujours confrontés en astronomie Čerenkov, par malchance il sera toujours possible de manquer l'observation d'une partie cruciale d'une éruption, en particulier si celle-ci a un temps caractéristique de l'ordre de la journée.

Cependant, nous avons peut-être ici une piste préliminaire pour contourner ce problème. Si on se penche sur la corrélation entre le flux différentiel à  $E_0 = 300$  GeV,  $\Phi_0$ , et l'indice de photon  $\Gamma$ , comme indiqué sur la figure 6.10, on peut voir que pour les observations de couleurs très proches, associées donc à une même nuit, il y a une certaine corrélation dans l'évolution. Celle-ci semble semblable d'une nuit à la suivante. En effet le modèle de reconnexion magnétique explique l'injection de particule dans le jet, par phase, avec une densité variable de particules injectées, plus où moins accélérées. En revanche les processus d'émissions sous-jacents sont les mêmes d'une injection à la suivante. Ainsi, on peut s'attendre à ce que pour chaque injection par reconnexion magnétique, les éruptions ainsi générées soient similaires. Cette remarque pourrait permettre d'utiliser de manière conjointe les observations d'une montée d'éruption observée durant une nuit, avec une descente observée durant une autre nuit, bien que les observations propres à chacune des nuits ne soient pas celles de la même éruption. Cependant cette piste ne semble pas généralisable ici à l'ensemble des nuits d'observations, en effet les données en rose sur la figure 6.10 n'indiquent pas la même corrélation entre le flux différentiel et l'indice de photon que celle des autres nuits. Une étude plus détaillée reste à mener sur ce sujet.

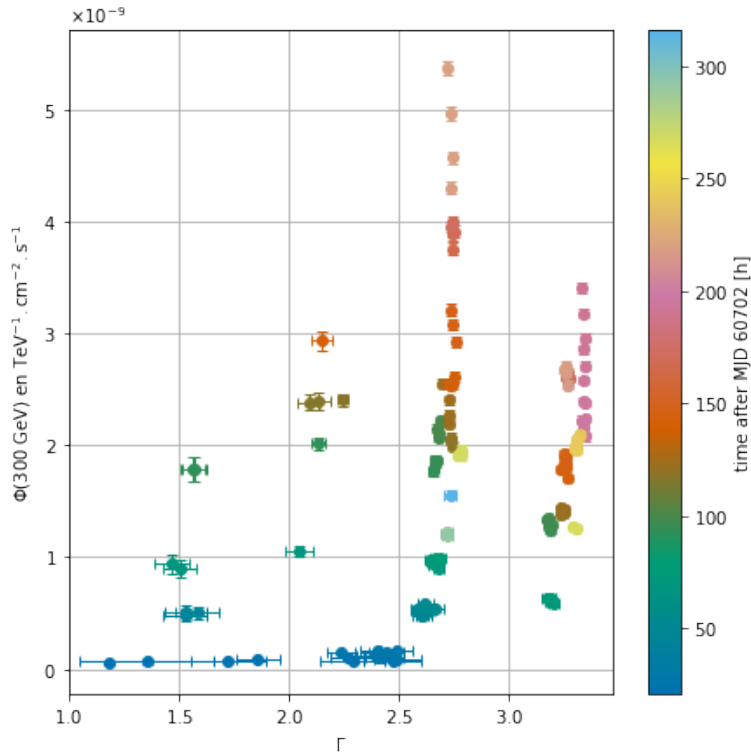
Si on compare les corrélations observées ici avec celles faites avec le modèle SSC de Finke, Dermer, and Böttcher (2008) présenté dans la partie précédente, le comportement est donc différent. En effet ici la corrélation est la même dans la phase de montée et celle de descente, en revanche on retrouve le comportement indiquant que le spectre a tendance à se durcir lorsque  $\Phi_0$  augmente.

### 6.2.3 Simulation et reconstruction de l'éruption du modèle à une zone lepto-hadronique de Mrk 501

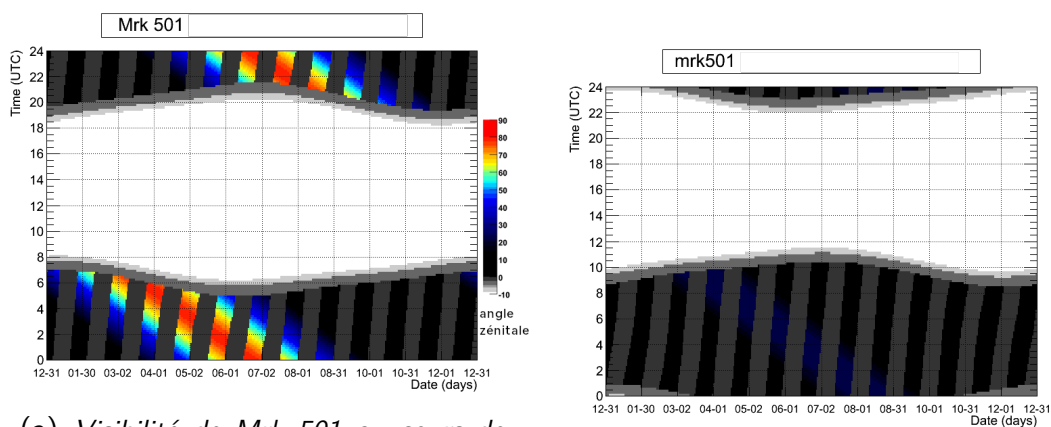
Pour le modèle d'éruption de Mrk 501 basé sur Petropoulou et al. (2024), nous avons simulé un cas où l'éruption se produirait dans une période où Mrk 501 est bien visible. La figure 6.11 montre la visibilité de cette source depuis les deux sites de CTAO. On peut là aussi voir que Mrk 501 est principalement visible sous de bonnes conditions observationnelles depuis le site nord de CTAO. De plus, on peut voir que la période idéale d'observation est durant le printemps, nous avons donc choisi de simuler une éruption basée sur ce modèle au 25 avril 2025 à 0h00 UTC, ce qui correspond à 60795 MJD.

Le taux d'évènements  $\gamma$  simulés avec CTAAGNVAR est représenté sur la figure

## 6. Étude des éruptions d'AGN



**Figure 6.10:** Corrélation au cours du temps entre les paramètres  $\Phi_0$  et  $\Gamma$  évalués à 300 GeV avec le modèle avec reconnexion magnétique de Mrk 421 de [Christie et al. \(2019\)](#). L'évolution temporelle est marquée avec les changements de couleurs.

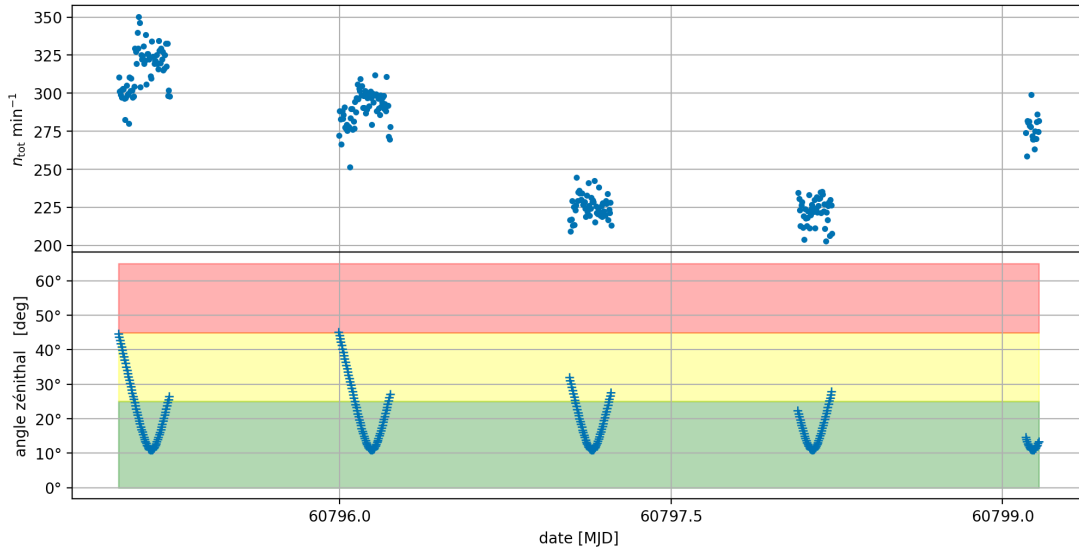


(a) Visibilité de Mrk 501 au cours de l'année 2025 depuis le site nord de CTAO.

(b) Visibilité de Mrk 501 au cours de l'année 2025 depuis le site sud de CTAO.

**Figure 6.11:** Visibilité de Mrk 501 depuis les sites de CTAO. La description de la figure est la même que celle de la figure 6.3. Crédit : [TeVcat Object Visibility Tool](#).

## 6.2. Simulations et reconstructions pour les modèles phénoménologiques d'éruption



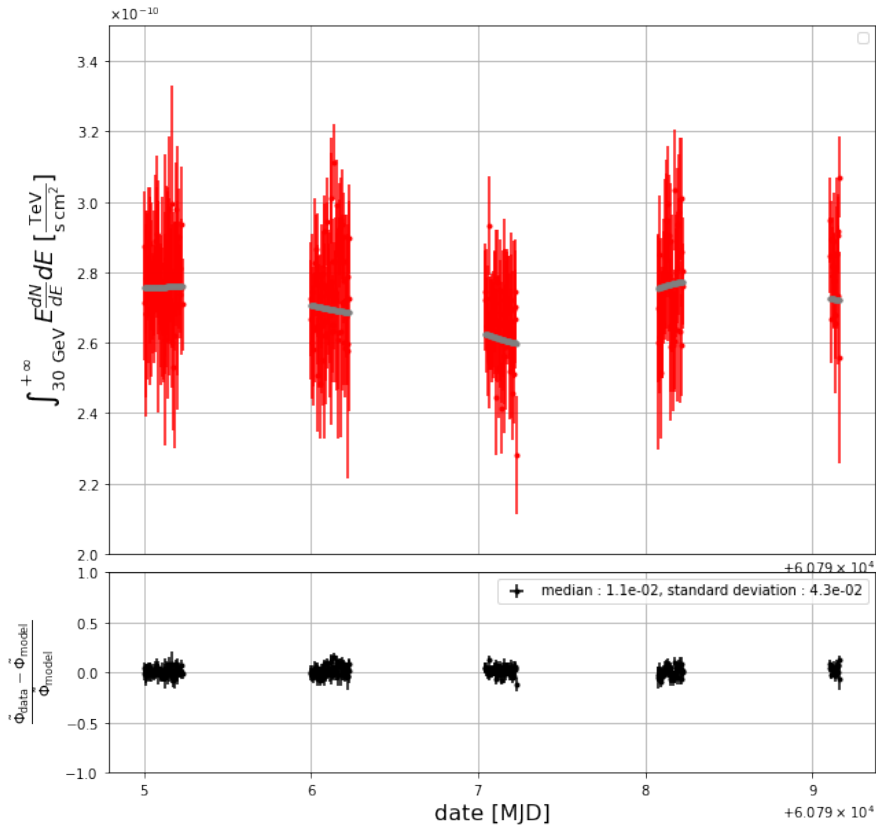
**Figure 6.12:** Taux de photons  $\gamma$  simulés suivant le modèle de [Petropoulou et al. \(2024\)](#). Sur le panneau inférieur on trouve l'évolution de l'angle zénithal de Mrk 501 au cours de la période d'observation de l'éruption de Mrk 501. Chaque point représente une observation dont l'exposition est de 5 min. Les trois bandeaux de couleurs correspondent aux 3 angles zénithaux présents dans les IRF de CTA.

6.12. On peut voir que la source est observée durant 5 nuits, la source est visible sous de très bonnes conditions, avec un angle zénithal moyen de moins de  $20^\circ$ . On peut remarquer que le taux d'événements décroît dans le temps d'une nuit à l'autre au cours de l'éruption, ce phénomène s'explique si on regarde l'évolution des SED qui reflètent le modèle de la source sur la figure 6.2. En effet, passées les 20 premières heures, le flux entre 0.01 TeV et 1 TeV décroît alors que celui au delà du TeV augmente, signature de l'émission des processus hadroniques. De fait, le nombre de photons  $\gamma$  détectés, dominé par la contribution en-dessous du TeV, va décroître.

La LC est ici encore reconstruite de la même manière (voir figure 6.13) où le flux est calculé au-dessus de 30 GeV, la faible valeur des résidus indique une reconstruction satisfaisante de la LC, la taille des barres d'erreur peut sembler grande mais c'est l'échelle de l'axe des ordonnées qui peut porter à confusion. On voit que pour ce modèle l'éruption est beaucoup moins visible dans l'entièreté de la gamme en énergie. On peut pour preuve voir la très faible valeur de  $\sigma_{\chi^2_S}^2$  qui vaut alors  $-0.0041 \pm 0.0002$ . En effet comme évoqué plus haut, au regard de l'évolution du modèle de SED figure 6.2, on voit que l'éruption est particulièrement intense entre 700 GeV et 10 TeV, issue de la composante hadronique, alors que l'enveloppe générale issue des processus leptoniques SSC ne varie pas significativement. C'est une différence très notable par rapport aux deux modèles précédemment étudiés, qui présentaient une variation significative du flux sur l'ensemble de la gamme énergétique accessible par CTAO.

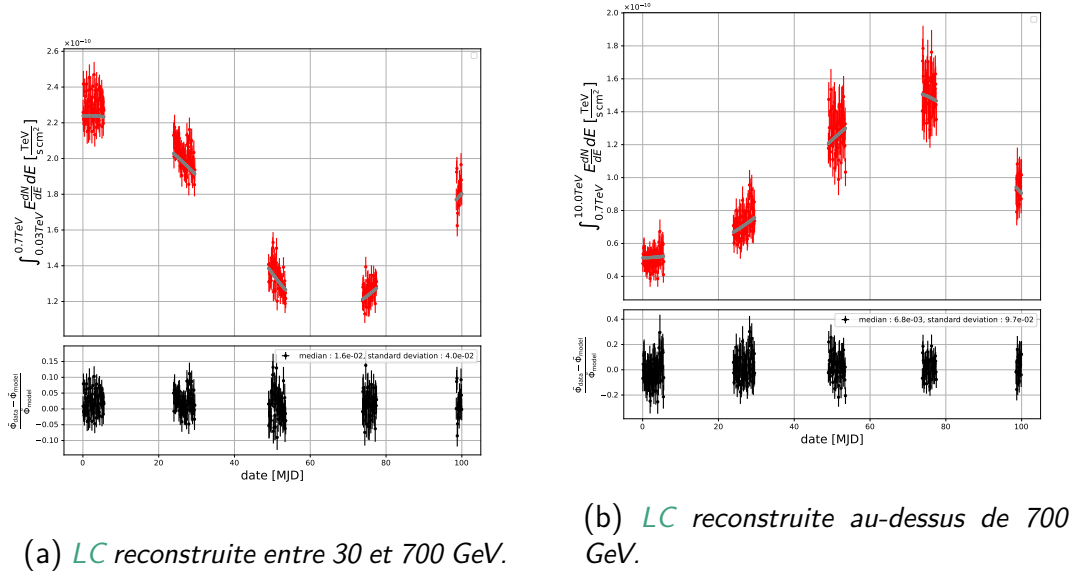
Dans la suite nous allons donc nous intéresser aux variations entre le comportement en dessous de 700 GeV et celui au-dessus. On peut voir sur la figure 6.14 les LC reconstruites à partir de l'ajustement spectrale sur l'ensemble de la gamme en énergie,

## 6. Étude des éruptions d'AGN



**Figure 6.13:** *LC* reconstruite au-dessus de 30 GeV pour l'éruption de Mrk 501 avec le modèle lepto-hadronique de [Petropoulou et al. \(2024\)](#). Les flux intégrés sont représentés en rouge et sont reconstruits à partir des ajustements spectraux itératifs présentés dans la section 4.4.5. Chacune des observations durent ici 5 min. Les points gris représentent les flux intégrés calculés à partir des modèles injectés présentés sur la figure 6.2. Le panneau inférieur représente les résidus entre les grandeurs injectées et reconstruites, définis par l'équation 4.19.

## 6.2. Simulations et reconstructions pour les modèles phénoménologiques d'éruption



**Figure 6.14:** *LC reconstruite entre 30 et 700 GeV, ainsi qu'au-dessus de 700 GeV pour l'éruption de Mrk 501 avec le modèle lepto-hadronique de [Petropoulou et al. \(2024\)](#). Les résidus sont calculés suivant l'équation 4.19 grâce aux *SED* présentées sur la figure 6.2.*

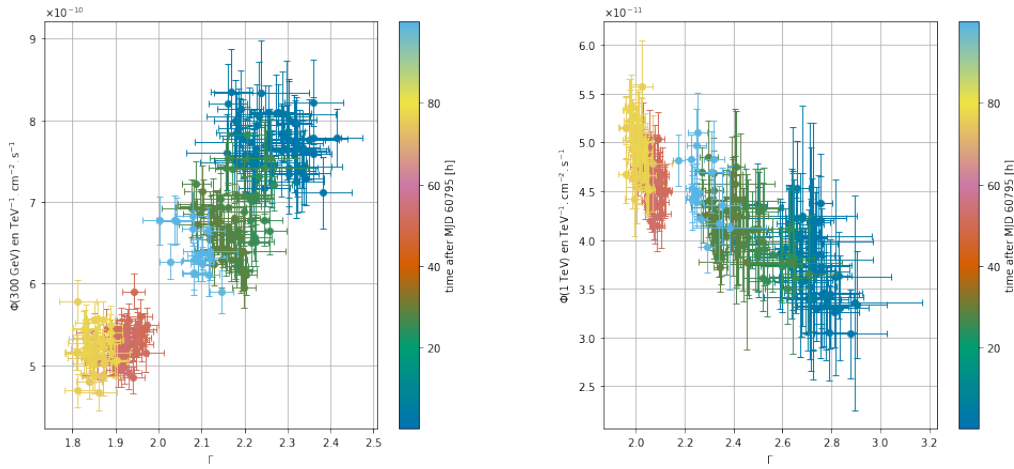
entre 30 et 700 GeV (6.14a), ainsi qu'au-dessus de 700 GeV (6.14b). La séparation à 700 GeV est choisie, à partir de la figure 6.2, comme l'énergie à partir de laquelle les processus d'émissions hadroniques sont dominants. On voit alors bien que la *LC* entre 30 et 700 GeV décroît les 3 premières nuits d'observation de l'éruption puis augmente légèrement entre la 4e et la 5e nuit. Le flux au-dessus de 700 GeV a un comportement à l'exacte opposé, il croît durant les 4 premières nuits pour décroître la 5e.

On peut alors encore regarder la corrélation entre le flux différentiel et l'indice de photon  $\Gamma$ , pour étudier la contribution leptonique on peut alors évaluer ces grandeurs à 300 GeV, alors que pour la composante hadronique on va les évaluer à 1 TeV. On obtient respectivement les figures 6.15a et 6.15b. On voit encore un comportement bien différent entre ces deux énergies. A 300 GeV, on voit qu'au cours des nuits le flux différentiel décroît et le spectre se durcit, c'est la même conclusion que celle faite avec le modèle *SSC* de [Finke, Dermer, and Böttcher \(2008\)](#). En effet ici la contribution à 300 GeV est purement leptonique, on est donc dans un cadre similaire à celui du modèle de [Finke, Dermer, and Böttcher \(2008\)](#). En revanche, à 1 TeV, la composante est dominée par l'émission hadronique, et dans ce cas on voit bien qu'à mesure que le flux augmente d'une nuit à l'autre l'indice de photon décroît, signature d'un durcissement du spectre.

Nous avons montré dans cette section qu'avec *CTAO* il sera possible d'atteindre la résolution énergétique et temporelle suffisante pour mesurer distinctement cette composante hadronique et la séparer de la variation globale de la courbe de lumière issue des processus leptoniques usuels. Nous sommes capable à la fois de mesurer des *LC* aux comportements très différents entre les énergies dominées par les émissions leptoniques ou hadroniques. Il est aussi possible d'étudier les propriétés spectrales,



## 6. Étude des éruptions d'AGN



(a) Corrélations au cours du temps entre  $\Phi_0$  et  $\Gamma$  évalués à 300 GeV.

(b) Corrélations au cours du temps entre  $\Phi_0$  et  $\Gamma$  évalués à 1 TeV.

**Figure 6.15:** Corrélations au cours du temps entre  $\Phi_0$  et  $\Gamma$ , évalués à 300 GeV et 1 TeV, avec le modèle lepto-hadronique de Mrk 501 de [Petropoulou et al. \(2024\)](#). L'évolution temporelle est marquée avec les changements de couleurs. Les points de couleur quasiment identiques correspondent aux observations d'une même nuit.

notamment grâce à la corrélation entre le flux différentiel et l'indice de photon à une énergie donnée, dont les comportements sont totalement opposés pour les processus leptoniques et hadroniques. Ce résultat est particulièrement intéressant dans l'optique d'une discrimination entre modèles hadroniques et leptoniques.

### 6.3 Reconstruction de diagramme de ratio de dureté

Afin d'étudier la variabilité spectrale caractérisée par l'évolution de la forme du spectre d'un blazar au cours d'une éruption, et non seulement l'évolution de son flux, il est possible d'utiliser un diagnostic appelé diagramme de ratio de dureté ( $HR^2$ ). Celui-ci est depuis longtemps utilisé dans le domaine de l'observation des rayons X ([Fishman et al., 1994](#)) mais n'a pas encore réellement été utilisé en astronomie Čerenkov, faute de statistique suffisante avec les IACT en fonctionnement aujourd'hui pour avoir une précision raisonnable sur ce diagnostic. Nous avons donc décidé d'étudier la future capacité de CTAO à reconstruire des diagrammes HR. Mais tout d'abord prenons le temps de définir cette grandeur, elle est définie donc comme un rapport de flux intégrés calculés dans différentes bandes en énergie, comme suit :

$$HR = \frac{\tilde{\Phi}(E_2, E_3)}{\tilde{\Phi}(E_1, E_2)} \quad (6.1)$$

<sup>2</sup>de l'anglais *hardness ratio*.

avec  $E_1 < E_2 < E_3$ . Ce rapport permet donc de détecter si la variabilité suit la même évolution entre les énergies  $E_1$ ,  $E_2$  et  $E_2$ ,  $E_3$ . Ainsi il est possible de détecter un comportement de durcissement du spectre avec l'augmentation du flux, comme détecté pour PKS 2155-304 (Aharonian et al., 2007a). On appelle ici diagramme HR la représentation de  $\tilde{\Phi}(E_1, E_3)$  en fonction de HR. Dans ce diagramme il est possible d'avoir une évolution différente entre la montée de l'éruption et la descente, dans ce cas on peut s'attendre à détecter un hystérésis. C'est justement ce qu'on essaie de faire ici. Pour cela nous allons reprendre les différents modèles discutés dans ce chapitre, pour chacun d'eux, on peut reconstruire les LC dans des bandes en énergies grâce à des ajustements spectraux en LP comme décrit dans la section 4.4.6.

Pour le modèle SSC de Finke, Dermer, and Böttcher (2008), les LC sont reconstruites entre 30 et 100 GeV, ainsi qu'entre 100 et 300 GeV, comme on peut le voir sur la partie gauche de la figure 6.16. Concernant le modèle avec reconnexion magnétique de Christie et al. (2019), les LC sont calculées de la même manière entre 100 et 300 GeV ainsi qu'entre 300 GeV et 1 TeV, comme on peut le voir sur la partie gauche de la figure 6.17. Pour finir, à gauche sur la figure 6.18, on trouve les LC reconstruites entre 30 et 700 GeV, ainsi qu'entre 700 GeV et 10 TeV pour le modèle de Petropoulou et al. (2024). Pour chacune des figures on trouve à droite le diagramme de HR qui représente donc l'évolution du flux intégré entre  $E_1$  et  $E_3$  en fonction du HR défini par l'équation 6.1.

On peut alors remarquer qu'un hystérésis semble en effet visible pour le modèle SSC avec une phase montante verticale suivie d'une descente vers la gauche. De plus, en comparant aux grandeurs prédites par le modèle, l'accord avec la reconstruction est très bon.

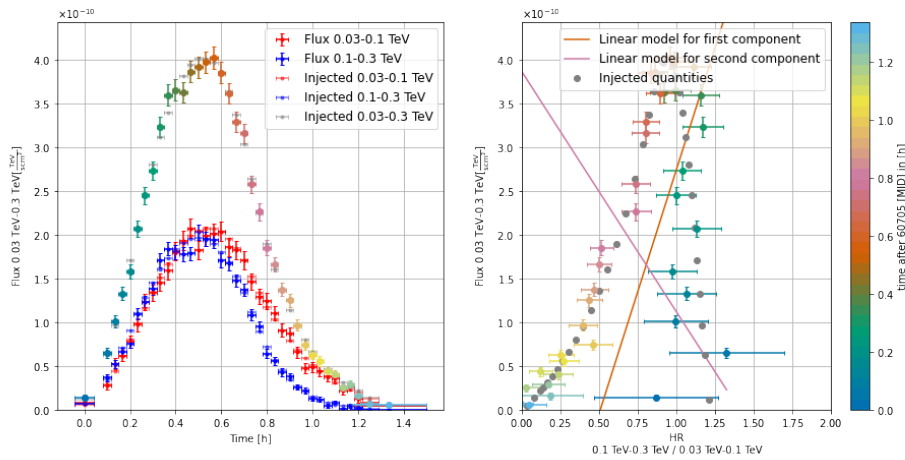
L'absence de différence de comportement entre les phases montante et descendante de l'éruption dans le diagramme HR s'accorde avec la conclusion faite grâce aux corrélations entre  $\Phi_0$  et  $\Gamma$  (voir fig. 6.10) évoquée dans 6.2.2.

Pour finir si on regarde le diagramme HR pour le modèle lepto-hadronique, il n'y a clairement pas d'hystérésis visible dans les données reconstruites (en couleur). On voit avec les points gris que le modèle théorique prévoit un potentiel hystérésis mais dont l'amplitude est très faible, bien trop par rapport à la taille caractéristique des barres d'erreur sur les points reconstruits.

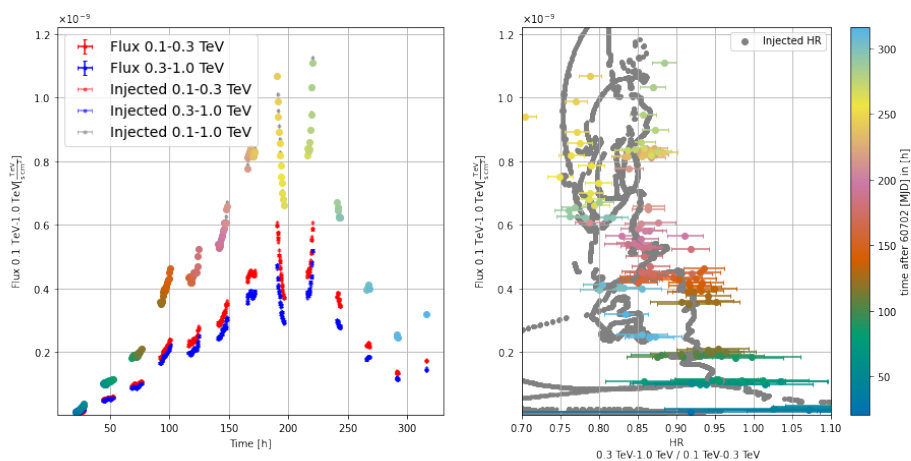
Pour chacun des modèles nous avons tenté plusieurs choix de  $E_1$ ,  $E_2$  et  $E_3$ , et les conclusions que nous faisons ici se généralisent quels que soient ces choix. En effet le modèle SSC prédit systématiquement une évolution retardée du flux à plus haute énergie, induisant un hystérésis dans le diagramme HR dont les valeurs des énergies sont ici prises pour maximiser la visibilité de cet effet. Pour le modèle avec reconnexion magnétique, l'évolution du flux semble indépendante de l'énergie, du moins sur des échelles de temps accessibles. Finalement pour le modèle lepto-hadronique, l'amplitude de l'hystérésis prédit est systématiquement trop faible.

On remarquera que le fait de ne pas détecter d'hystérésis est un résultat en tant que tel, en effet ici parmi les trois modèles que nous décrivons deux ne prédisent pas d'hystérésis significatif. La non-détection d'un hystérésis, bien que la conséquence d'une sensibilité trop faible de l'instrument, permet de fixer une limite sur son existence et est donc un outil efficace pour la discrimination entre modèles.

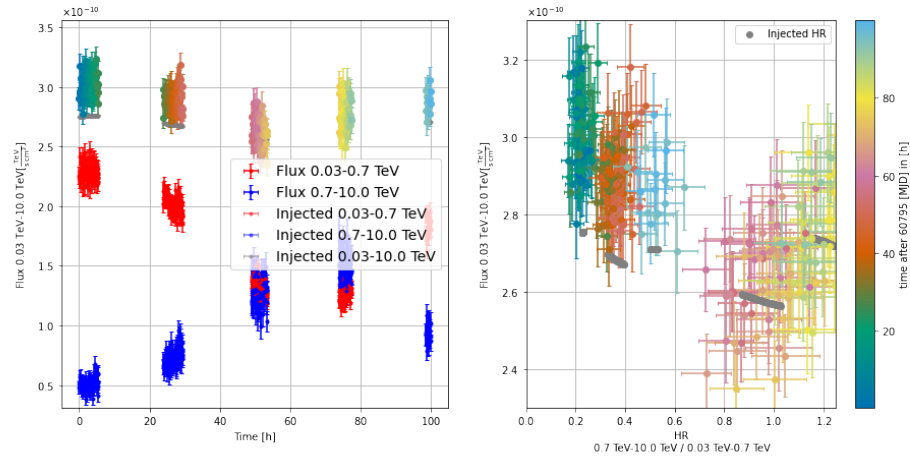
## 6. Étude des éruptions d'AGN



**Figure 6.16:** LC reconstruites pour le calcul du HR pour le modèle SSC de Finke, Dermer, and Böttcher (2008). Sur le panneau de gauche, la LC reconstruite entre 30 et 100 GeV est indiquée en rouge, celle entre 100 et 300 GeV est en bleu. De la même couleur en transparence on trouve les quantités prédites par le modèle injecté. La somme dans ces deux bandes est affichée selon la barre de couleurs, avec en gris les grandeurs injectées. A droite on trouve le diagramme HR qui trace l'évolution du flux total en fonction de la valeur du HR. Les grandeurs prédites par les modèles sont indiquées en gris. L'échelle de couleur permet de lier la position dans le diagramme HR avec un instant de la LC sur le panneau de gauche. Deux droites, en rose et orange, sont affichées et représentent les deux axes détectés par l'algorithme de PCA.



**Figure 6.17:** LC reconstruites pour le calcul du HR pour le modèle avec reconnexion magnétique de Christie et al. (2019). La description de la figure est la même que pour la figure 6.16. Ici les LC sont calculées entre 100 et 300 GeV et 300 GeV et 1 TeV.



**Figure 6.18:** *LC reconstruites pour le calcul du HR pour le modèle lepto-hadronique de Petropoulou et al. (2024). La description de la figure est la même que pour la figure 6.16. Ici les LC sont calculées entre 100 et 300 GeV et 300 GeV et 1 TeV.*

Si maintenant on se penche plus précisément sur le cas du modèle SSC, bien que l'hystérésis semble visible, nous avons souhaité développer un estimateur capable de quantifier sa détection. Pour cela nous utilisons une analyse en composante principale (PCA<sup>3</sup>) (Pearson, 1901). Celle-ci nous permet de détecter des axes de préférence pour décrire la distribution des données simulées dans le diagramme HR, et ainsi de déterminer si celle-ci est mieux décrite par un seul axe, ou si un deuxième axe est nécessaire. Auquel cas, la distribution est alors plus semblable à une fonction multivariée, qu'une simple fonction. Nous pouvons alors déterminer une  $p_{\text{value}}$  pour accorder un certain niveau de confiance à l'hystérésis détecté. Les deux axes visibles sur la figure de gauche de 6.16, en rose et orange, décrivent ces deux axes détectés par l'algorithme du PCA. L'hystérésis est ici détecté avec une  $p_{\text{value}} = 6.2 \times 10^{-2}$ , ce qui correspond à une significativité de  $1.5\sigma$ .

Pour plus de détails, la description complète de l'utilisation de l'algorithme de PCA ainsi que de la description statistique du problème de détection d'hystérésis sont décrit en annexe dans F.

## 6.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exploré les possibilités futures offertes par CTAO relatives à l'étude de la variabilité des AGN lors de leurs éruptions. Ce chapitre s'est focalisé sur l'étude des éruptions modélisées avec 3 modèles. Le premier est un modèle classique d'émission dont l'émission SSC est dominante, avec une seule zone d'émission localisée, décrit dans Finke, Dermer, and Böttcher (2008) et ajusté sur Mrk 421. La question de l'origine de l'injection de particules accélérées dans le jet ne présente pas aujourd'hui de réponse qui fasse consensus. Nous nous sommes aussi intéressés

<sup>3</sup>de l'anglais *principal component analysis*

## 6. Étude des éruptions d'AGN

---

à un modèle qui repose sur le phénomène de reconnexion magnétique, ce modèle prévoit alors une éruption globale composée de multiples petites éruptions avec de la variabilité sur des échelles de temps de l'heure à la dizaine de jours. La modélisation est décrite dans [Christie et al. \(2019\)](#) et ici nous avons utilisé ce modèle ajusté sur Mrk 421.

Finalement nous avons aussi utilisé un modèle lepto-hadronique, celui décrit par [Petropoulou et al. \(2024\)](#), où une contribution hadronique vient ajouter une composante significative à l'émission des rayons  $\gamma$  autour du TeV. Pour ce dernier modèle, la source sur laquelle il est ajusté est Mrk 501.

Nous avons donc pour chacun de ces modèles fait la simulation avec [CTAAGNVAR](#) des observations avec [CTAO](#), dans des périodes de visibilité assez idéales des blazars en question. On peut alors faire les conclusions suivantes :

- Pour les 3 modèles, [CTAO](#) permet de reconstruire finement la [LC](#) observée. Il est possible de reconstruire la variabilité sur des échelles de temps plus courtes que la nuit, typiquement de l'ordre de l'heure à la minute.
- Au-delà de la variabilité de la [LC](#), il est aussi possible de mesurer la variabilité spectrale, et ainsi mesurer des évolutions dans les corrélations entre le flux et l'indice de photons par exemple.
- Grâce au diagramme de [HR](#), il est possible de reconstruire des éventuels schémas d'hystérésis, avec un degré de confiance que nous avons ici défini grâce à un estimateur statistique. Cette observable est particulièrement utile car elle peut permettre de discriminer les modèles d'émission, qu'ils soient purement leptoniques ou bien avec une dominance hadronique, car ceux-ci ne prédisent par les mêmes évolutions ou bien la présence d'hystérésis dans le diagramme [HR](#).
- La capacité de [CTAO](#) à reconstruire des [LC](#) assez précisément dans de multiples bandes en énergie, et non simplement sur l'entièreté de la gamme accessible par l'instrument, permet alors de se concentrer sur des bandes dominées par des processus d'émission spécifiques. Cette capacité se révèle ainsi particulièrement utile pour la discrimination entre modèles.

D'autres modèles d'émission des blazars ne sont pas présentés dans ce manuscrit, par souci de légèreté ainsi que pour le maintien d'un certain confort de lecture, évitant alors une inévitable redondance. Pour ne faire que les évoquer, nous avons aussi fait les simulations des observations avec [CTAO](#) des modèles qui suivent. Nous avons utilisé le modèle de [Morris, Potter, and Cotter \(2019\)](#) qui décrit la variabilité rapide observé lors de l'éruption au TeV de BL Lac en 2016 ([Abeysekara et al., 2018](#)), avec un modèle [SSC](#) dont l'accélération de la population de particule leptonique est faite par reconnexion magnétique. Nous avons aussi étudié les modèles à une zone leptoniques et lepto-hadroniques décrits dans [H. E. S. S. Collaboration et al. \(2019\)](#) et [Abeysekara et al. \(2018\)](#), adapté sur des périodes d'activité du [FSRQ 3C 279](#) en 2014 ([Paliya, Sahayanathan, and Stalin, 2015](#)) et 2015 ([Paliya, 2015](#)). Un modèle variable multi-zone étudié est celui de [Joshi et al. \(2019\)](#) adapté à l'éruption de Mrk 421 de février 2010 ([Aleksić et al., 2015](#)), qui présente un variabilité rapide intéressante.

## Simulations basées sur les données de *Fermi*-LAT: le cas de PG 1553-113

Après avoir couvert l'observation avec *CTAO* du comportement à long terme des *AGN* dans le chapitre 5, ainsi que les éruptions dans le chapitre 6, nous allons maintenant nous intéresser à la simulation de sources basées sur les observations faites avec *Fermi*-LAT au GeV.

### 7.1 Contexte de l'étude

Des résultats intéressants ont été découverts en étudiant l'émission *VHE* des *AGN* avec *Fermi*-LAT. On pourra notamment se référer à une étude de caractérisation de leur *SED* avec une classification faite avec 48 blazars (Abdo et al., 2010).

Plus récemment, une étude se focalisant sur le comportement à long terme de quelques *AGN* a permis de détecter une périodicité dans l'émission de quelques blazars (Peñil et al. (2020), Peñil et al. (2022)). Elle est détectée pour le *HBL* PG 1553+113 avec la significativité la plus grande, au-dessus de  $3\sigma$ . La présence d'une telle périodicité dans l'émission des *AGN* est l'objet de recherches menées depuis de nombreuses années. On pourra en effet citer l'étude de Osone and Teshima (2001), où des périodes de 10 à 100 jours avaient été préliminairement détectées en rayon X pour les blazars Mrk 421, Mrk 501 et PKS 2155-304. Sur des échelles de temps plus longues, de l'ordre de l'année, et dans le domaine optique, une telle périodicité de 5 à 6 ans a été conjecturée pour AO 0235+164 dans Raiteri et al. (2001). Cette étude a ensuite été poursuivie conjointement en optique et rayon X dans Raiteri et al. (2006).

Pour expliquer une telle périodicité plusieurs scénarios sont envisagés, principalement basés sur des arguments géométriques, avec une évolution temporelle de l'angle de vue du jet, présentés comme suit (Rieger, 2004):

- 1 Rotation orbitale d'un système binaire de *SMBH*, celle-ci induit une rotation du jet et donc une variation périodique de l'angle de vue sous lequel le jet est observé. Un tel système binaire serait le résultat de la fusion de deux galaxies ayant chacune leur propre *SMBH* (Begelman, Blandford, and Rees, 1980, Richstone et al., 1998).

- 2 Précession intrinsèque du jet. Celle-ci va généralement être due à des effets relativistes ou bien simplement Newtoniens ([Larwood \(1998\)](#), [Romero et al. \(2000\)](#)).
- 3 Rotation du flux de particules accélérées injecté dans le jet. Ce scénario se base sur un modèle de jet MHD (voir par exemple [Camenzind and Krockenberger \(1992\)](#) et [Wagner et al. \(1995\)](#)).

Chacune de ces hypothèses ne prédisent pas les mêmes échelles de temps de périodicité ([Rieger, 2004](#)). La première prédit des périodes de plus de 10 jours, en effet dans ce cas, la période est directement reliée à la distance entre les deux SMBH, hors, si cette distance est de l'ordre de la largeur du jet, alors la variabilité ne pourra plus être observée, ce qui pose une limite inférieure sur la période observable décrite par ce scénario. La deuxième, quant à elle présente une périodicité de quelques ordres de grandeurs plus grande que la périodicité orbitale du SMBH central. Typiquement, les périodes décrites par ce scénario vont de la centaine de jours à la dizaine d'années. Quant au dernier scénario, par des arguments de taille caractéristiques du jet et de masse du SMBH, il prédit des périodes de l'ordre de 1 à 10 jours.

En revenant à l'observation de PG 1553+113 avec *Fermi*-LAT ([Peñil et al., 2022](#)), nous nous sommes alors posés la question de savoir si une telle périodicité était potentiellement détectable avec CTAO. Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 2, la différence majeure entre ces deux instruments est leur cycle utile, en effet *Fermi*-LAT peut observer l'intégralité du ciel plusieurs fois par jours alors qu'avec CTAO il est nettement plus difficile d'observer de manière cadencée une source. La question à laquelle nous tenterons de répondre dans ce chapitre, sera de déterminer dans quelle mesure le cycle utile de CTAO permet ou non d'investiguer la périodicité des blazars, en se basant sur le cas de PG 1553+113, comme on peut le faire aujourd'hui avec *Fermi*-LAT.

Pour ce faire, nous allons définir un modèle d'émission de PG 1553+113, en se basant sur les données observées avec *Fermi*-LAT (7.2), ensuite, la simulation des observations avec CTAO est faite (7.3) ainsi que la reconstruction de la courbe de lumière (7.4). Celle-ci sera alors utilisée pour chercher une éventuelle périodicité. Nous concluons ensuite sur les perspectives offertes par CTAO quant à l'étude de la périodicité des blazars (7.5)

## 7.2 Modèle d'émission basé sur les données de *Fermi*-LAT

Une modélisation très simple de l'émission de PG 1553+113 est ici appliquée, en effet on se base directement sur la LC reconstruite avec *Fermi*-LAT accessible depuis le *Fermi*-LAT Light Curve Repository<sup>1</sup> (LCR) ([Abdollahi et al., 2023](#)). Cette LC est reconstruite avec un échantillonnage temporel de 3 jours et est visible sur la figure 7.1. Nous modélisons PG 1553+113 à partir de son spectre médian reconstruit avec *Fermi*-LAT donné dans le catalogue 4FGL ([Ballet et al., 2023](#)). Ce modèle se définit

---

<sup>1</sup>on pourra retrouver ces LC [ici](#)



comme suit :

$$\Phi_{4\text{FGL}}(E) = \Phi_0 \left( \frac{E}{E_{4\text{FGL},0}} \right)^{-\Gamma - \beta \log\left(\frac{E}{E_{4\text{FGL},0}}\right)} \quad (7.1)$$

avec  $\Phi_0 = 1.37 \times 10^{-12} \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $E_{4\text{FGL},0} = 3.70 \text{ GeV}$ ,  $\Gamma = 1.54$  et  $\beta = 9.51 \times 10^{-2}$ . Ce modèle est présenté par la ligne noire sur la figure 7.3, il est ensuite extrapolé dans la bande énergétique de CTA et forme donc le modèle de base que nous utilisons pour nos simulations. Cependant, dans cette bande, les processus d'émissions SSC et IC (voir 1.3) induisent une coupure exponentielle qu'il faut prendre en compte dans notre modélisation. La position du pic synchrotron de PG 1553+113 est évaluée à  $3.89 \times 10^{15} \text{ Hz}$  dans Ajello et al. (2022). Ce qui place donc cette source dans la catégorie des HBL (voir 1.1.3.1). Nous avons donc placé l'énergie de coupure  $E_{\text{cut}}$  de notre modèle à 1 TeV, en suivant la même prescription que celle faite dans Abdalla et al. (2021), à savoir que l'énergie de coupure des LBL et IBL est de 100 GeV, celle des HBL de 1 TeV finalement elle vaut 10 TeV pour les EHBL. L'absorption de l'EBL est aussi prise en compte, comme dans le reste de ce manuscrit, nous utilisons le modèle d'EBL de Domínguez et al. (2011). On obtient finalement le modèle spectral suivant :

$$\frac{dN}{dE} = \Phi_z(E, t) = \Phi_0(t) \left( \frac{E}{E_{4\text{FGL},0}} \right)^{-\Gamma - \beta \log\left(\frac{E}{E_{4\text{FGL},0}}\right)} e^{-\frac{E}{E_{\text{cut}}}} e^{-\tau_{\gamma\gamma}(E, z)} \quad (7.2)$$

où  $E_{\text{cut}}$  est l'énergie de coupure. Le modèle du 4FGL décrit par l'équation 7.1 sert donc de base, cependant  $\Phi_0(t)$  dépend maintenant du temps. Pour exprimer ce terme à partir de la LC reconstruite avec Fermi-LAT, il faut calculer un facteur de normalisation décrivant la variabilité temporelle. La LC reconstruite avec Fermi-LAT représente l'intégrale de  $\Phi_{4\text{FGL}}(E, t)$  entre 100 MeV et 100 GeV, avec la courbure  $\beta = 0$ . Ainsi, chacun des points de la LC présentée sur la figure 7.1 est reconstruit grâce à un ajustement en LP simple (donc avec  $\beta = 0$ ), avec un indice de photon fixé à la valeur de l'ajustement fait sur l'ensemble des données.

On peut alors définir ce facteur de normalisation, noté  $\alpha(t)$ , dépendant du temps, qui caractérise la variabilité temporelle de la LC, comme :

$$\alpha(t) = \frac{\int_{100\text{MeV}}^{100\text{GeV}} \Phi_{4\text{FGL}}(E, t, \beta = 0) dE}{Q_2(\int_{100\text{MeV}}^{100\text{GeV}} \Phi_{4\text{FGL}}(E, t, \beta = 0) dE)} \quad (7.3)$$

où  $Q_2$  représente la médiane temporelle calculée sur l'ensemble de la LC.

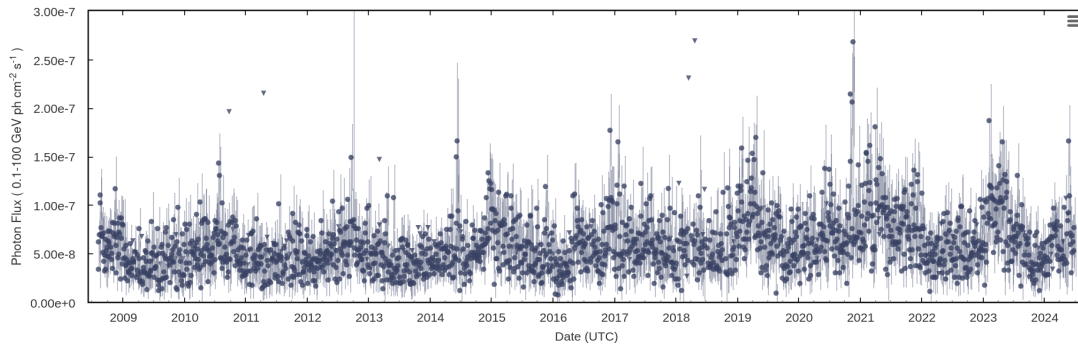
Ce terme permet alors de définir le modèle temporellement variable de PG 1553+113 dépendant du temps, en utilisant la normalisation en flux qui suit :

$$\Phi_0(t) = \alpha(t) \Phi_0 \quad (7.4)$$

Dans Peñil et al. (2020) et Peñil et al. (2022), la périodicité est détectée en laissant l'indice de photon fixe dans la reconstruction de la LC. Nous avons donc suivi l'exacte même démarche en fixant donc l'indice de photon  $\Gamma = 1.54$ , à sa valeur définie par le 4FGL.



## 7. Simulations basées sur les données de *Fermi*-LAT: le cas de PG 1553-113



**Figure 7.1:** *LC* reconstruite avec *Fermi*-LAT de PG 1553+113. Le flux est intégré entre 100 MeV et 100 GeV. Chaque point est reconstruit avec un ajustement spectral de type **LPPL!** (voir définition dans 4.2) où la courbure et l'indice de photon sont fixés. Un point de flux est reconstruit tous les 3 jours.

Le modèle extrapolé défini par l'équation 7.2 est représenté par la ligne rouge sur la figure 7.3. On voit bien qu'en-dessous de 10 GeV, lorsque les termes de coupure exponentielle et absorption de l'EBL ne sont pas significatifs, ce modèle s'ajuste parfaitement avec celui du 4FGL.

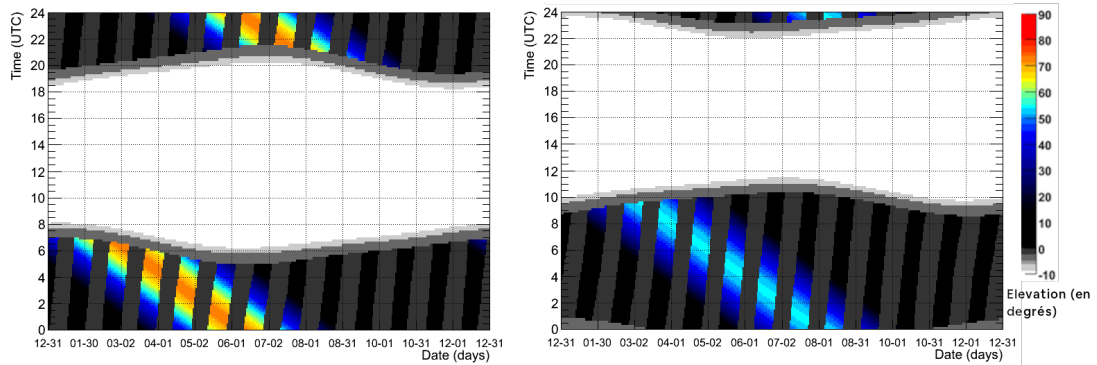
PG 1553+113 est un blazar dont la valeur du *redshift* ne fait pas consensus, principalement à cause du manque de raie d'émission dans son spectre optique. Plusieurs études ont tenté de déterminer cette valeur. On peut par exemple citer l'étude en spectroscopie proche infra-rouge et optique de Landoni et al. (2014) où une limite basse de 0.30 est établie. Dans le domaine ultraviolet, avec la forêt Lyman- $\alpha$ , Dorigo Jones et al. (2022) ont établi une valeur de 0.433. Finalement, dans le domaine des VHE, on peut citer l'étude de la collaboration H.E.S.S. Abramowski et al. (2015) qui détermine une valeur de  $z = 0.49 \pm 0.04$  en se servant de contraintes sur l'EBL, Malik et al. (2022) ont de leur côté déterminé une limite supérieure de 0.48. Nous avons décidé de nous placer dans ce cas, assez pessimiste en terme d'observation Čerenkov, et donc choisi  $z = 0.48$  pour nos simulations.

Nous allons donc dans la suite nous servir du modèle de SED décrit par l'équation 7.2 pour faire les simulations des observations avec CTAO à l'aide de CTAAGNVAR.

### 7.3 Simulation des observations avec CTAO

Pour étudier la capacité de CTAO pour étudier et détecter la périodicité prédite par notre modèle de PG 1553+113, nous simulons des observations de 30 min d'exposition à raison d'une observation par semaine, dans les périodes de visibilité de la source. Cette stratégie, similaire à celle appliquée pour l'observation à long terme des blazars, présentée dans le chapitre 5, permet de laisser le calendrier d'observation assez flexible sans ajouter de contrainte forte sur l'observation de PG 1553+113. Nous simulons alors 15 ans d'observations, à partir du 22 Août 2008, peu après le début des opérations de *Fermi*-LAT.

Comme on peut le voir sur la figure 7.2, PG 1553+113 est principalement observ-



**Figure 7.2:** Visibilité de PG 1553+113 depuis les sites nord et sud CTAO, à gauche et droite respectivement. La date est indiquée en abscisse et on trouve en ordonnée l'heure de la journée. L'échelle de couleur indique l'élévation de PG 1553+113. Les bandes grises foncées correspondent au moment où la lune est visible. Au milieu des figures on peut voir une zone blanche qui correspond aux périodes où le soleil est levé. Crédit : TeVCat Object Visibility Tool.

able depuis le site nord de CTAO, de plus, dans la configuration alpha (voir 2.2.3.2), ce site est bien plus opportun pour étudier un AGN distant de part son seuil de détection en énergie bas, grâce à la présence des LST. Nous choisissons donc de simuler les observations depuis ce site.

La stratégie d'observation que nous utilisons ici permet d'avoir environ une vingtaine d'observations de 30 min par an.

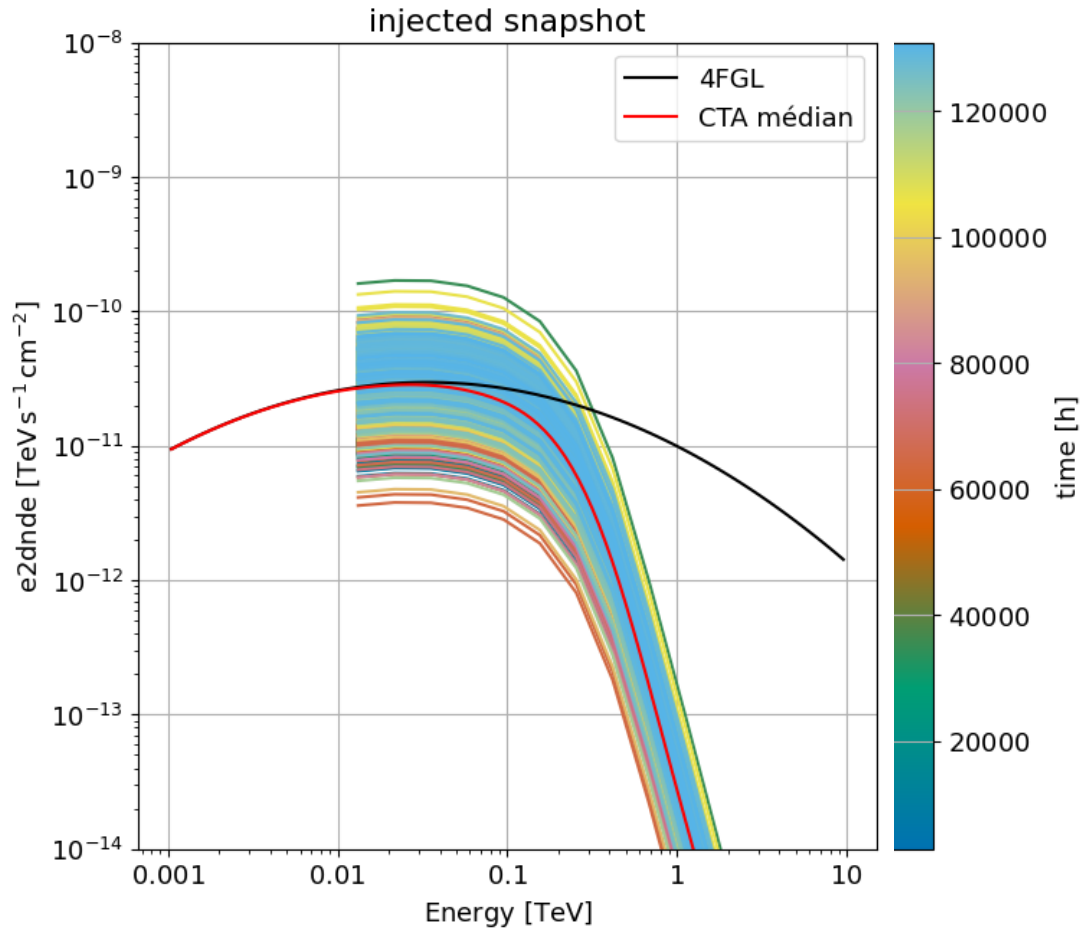
Le modèle décrit par l'équation 7.2 permet alors de générer une SED variable représentée sur la figure 7.3.

Toujours en utilisant CTAAGNVAR, la simulation des événements  $\gamma$  est effectuée et on peut alors voir sur la figure 7.4 l'évolution de taux d'évènements  $\gamma$  simulés dans la région ON.

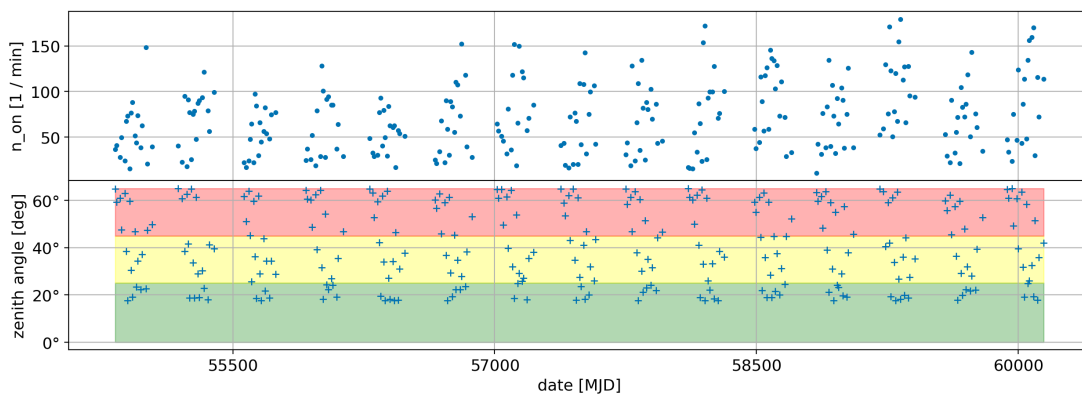
## 7.4 Reconstruction de la LC et recherche de périodicité

La simulation de 15 années d'observations avec une cadence d'une observation par semaine permet de reconstruire la LC, calculée au-dessus de 80 GeV, présentée sur la figure 7.5. Ce seuil en énergie est choisi comme étant le maximum des seuils de l'ensemble des 15 années d'observations individuelles. Un total de 262 observations de 30 min ont été réalisées. Les points de la LC sont reconstruits par l'ajustement spectral d'une simple LP absorbée par l'EBL. Pour rester cohérent avec le travail de Peñil et al. (2020) et Peñil et al. (2022), l'indice de photon a été fixé. Pour trouver la valeur à lui attribuer, nous ajustons une première fois l'ensemble des observations accumulées avec le modèle avec l'indice libre. La valeur de l'indice de photon alors obtenue, de  $2.15 \pm 0.07$ , est utilisée comme valeur fixe pour la reconstruction de la LC présentée sur la figure.

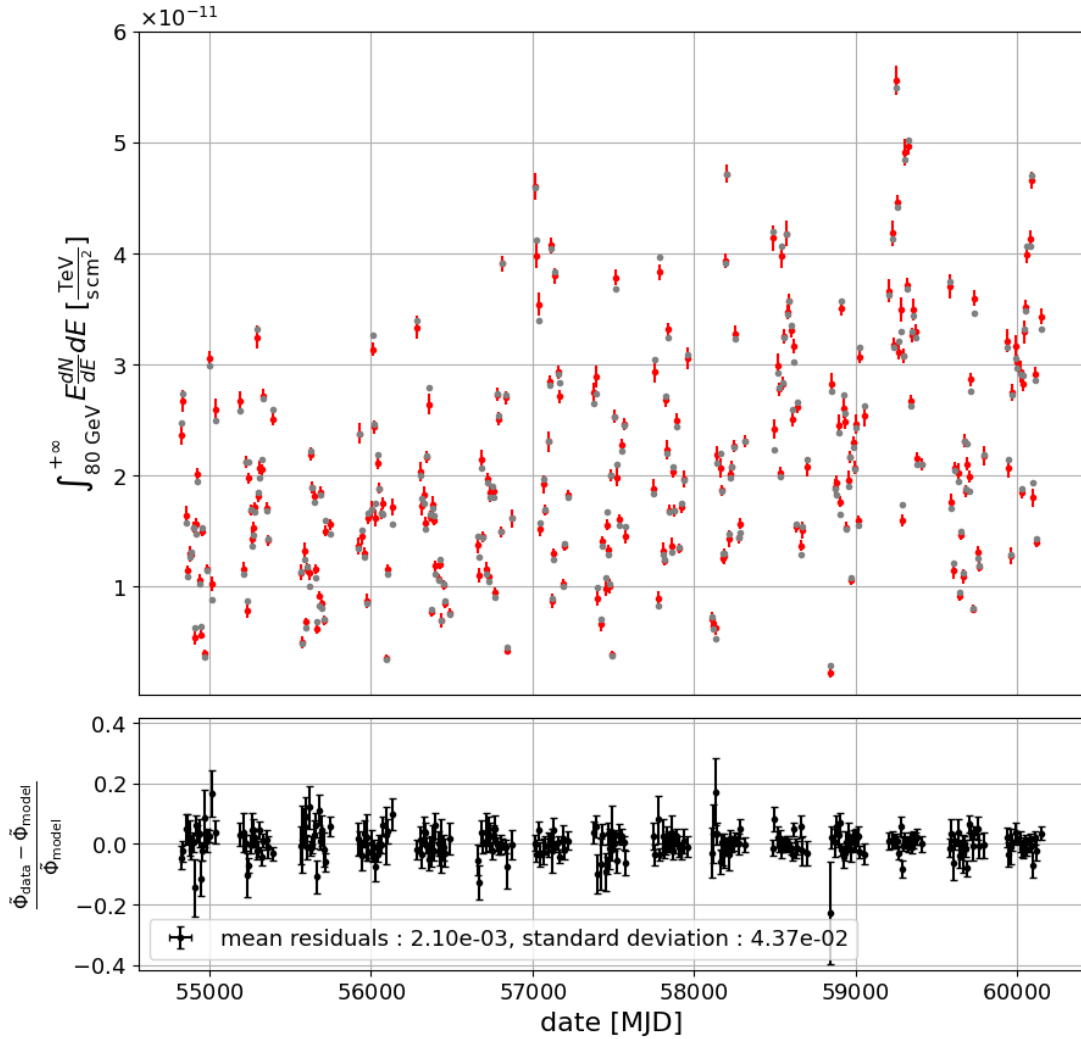
## 7. Simulations basées sur les données de *Fermi*-LAT: le cas de PG 1553-113



**Figure 7.3:** Évolution du modèle de *SED* de PG 1553+113 sur 15 ans. Les couleurs marquent l'évolution temporelle.



**Figure 7.4:** Évolution du taux de photon  $\gamma$  simulé au-dessus, ainsi que de l'angle zénithal au cours du temps en dessous. Les croix bleues représentent les observations simulées. Les trois bandes de couleurs représentent les 3 différentes zones d'attribution des *IRF* de *CTAO*: en vert pour les angles entre 0 et 25 degrés, en jaune pour ceux entre 25 et 45 degrés, et finalement la zone rouge pour les angles entre 45 et 65 degrés. L'axe des abscisses représente le temps, avec la date écrite au format *MJD*.



**Figure 7.5:** LC de PG 1553+113 reconstruite avec 15 ans de données. Les points rouges représentent le flux intégré entre 80 GeV et 30 TeV, chaque point est associé à une unique nuit. En gris on trouve les valeurs prédites par les modèles présentés sur la figure 7.3. Les résidus entre les données reconstruites et celle injectées, définis par l'équation D.1 sont indiqués dans le panneau du bas, avec leur valeur moyenne et écart type.

Si on regarde les résidus entre les données reconstruites et celles prédites par le modèle injecté, on voit qu'ils sont assez faible, de l'ordre du pourcent, et indiquent une légère surestimation du flux qui provient des ajustement en PL dominés par la partie basse énergie (autour de 100 GeV), comme nous l'avons déjà évoqué dans les chapitres précédents.

Les algorithmes utilisés pour détecter la périodicité dans les données de *Fermi*-LAT sont nombreux. Un certain nombre d'entre eux sont décrits dans Peñil et al. (2020). Dans Peñil et al. (2022), la significativité associée à la période détectée est définie comme la médiane de celles définies par les différentes méthodes. En considérant que le travail ici mené concerne des simulations, et par souci de clarté, nous avons décidé ici de nous contenter d'utiliser un seul algorithme pour rechercher la périodicité

avec **CTAO**. Le Lomb-Scargle périodogramme (**L-SP**) ([Lomb \(1976\)](#), [Scargle \(1982\)](#)) est la méthode historique la plus connue pour ce type de problème. Elle est en effet particulièrement robuste dans le cas où il n'y a pas une répartition uniforme des points dans la **LC**, ce qui est typiquement le cas pour les observations avec des télescopes au sol, à l'inverse des observations depuis l'espace (en fonction du champ de vue).

Pour associer une significativité à une période visible dans le **L-SP**, on utilise la méthode du *bootstrapping* ([Peñil et al., 2020](#)). Cette méthode permet de calculer une probabilité de fausse alarme (**FAP**<sup>2</sup>) associée à un pic visible dans le **L-SP**. Cet estimateur mesure donc la probabilité qu'une **LC** sans signal périodique, c'est à dire uniquement dominée par des fluctuations aléatoires, puisse générer un pic dans le périodogramme de la même intensité. Pour se faire, la méthode du *bootstrap* consiste à "mélanger" l'échantillon pour que les informations temporelles disparaissent, on se retrouve alors avec un signal qui n'a plus aucune fréquence caractéristique. Statistiquement la **FAP** est une  $p_{\text{value}}$  qui peut donc être utilisée pour déterminer un niveau de confiance à un pic dans le **L-SP**.

Techniquement, **L-SP** et la *bootstrap* **FAP** sont implémentés dans **ASTROPY** 2.0 ([Astropy Collaboration et al., 2022](#)) qui utilise l'algorithme de **SCIPY** ([Virtanen et al., 2020](#)). Cependant, afin de nos résultats et dans le souci de calculer les enveloppes à 1 et 3  $\sigma$  sur nos *bootstrap*, nous avons implémenté notre propre calcul de la **FAP**. Dans la suite les **L-SP** seront normalisés, ainsi on parlera de puissance sans unité.

Un point important à ne pas négliger est la prise en compte d'un facteur de pénalité sur la significativité<sup>3</sup>. En effet lorsqu'un **L-SP** est calculé, en cherchant la position d'un pic dans le périodogramme, un certain nombre de fréquences sont implicitement testées. Ce nombre est directement lié à la résolution en fréquence du **L-SP**.

Il est alors possible de voir ce problème différemment, si on considère non pas les fréquences auxquelles des pics sont visibles, mais plutôt un certain seuil de puissance dans le **L-SP**. Il est alors possible de comparer cette limite avec la puissance maximale détectée, quelque soit la fréquence, dans chacune des réalisations de *bootstrap*. On peut alors construire une distribution des puissances maximales des *bootstrap*, pour finalement associer une  $p_{\text{value}}$  au seuil que nous avons choisi, comme on le voit dans la suite.

Soit  $X = \{x_i, i \in [1, N]\}$  avec  $x_i$  la puissance maximale associée au  $i$ -ème **L-SP** parmi  $N$  *bootstrap*.  $X$  est trié par ordre croissant. Soit  $p$  un seuil de puissance dans le **L-SP** issu des données, la  $p_{\text{value}}$  est alors définie comme :

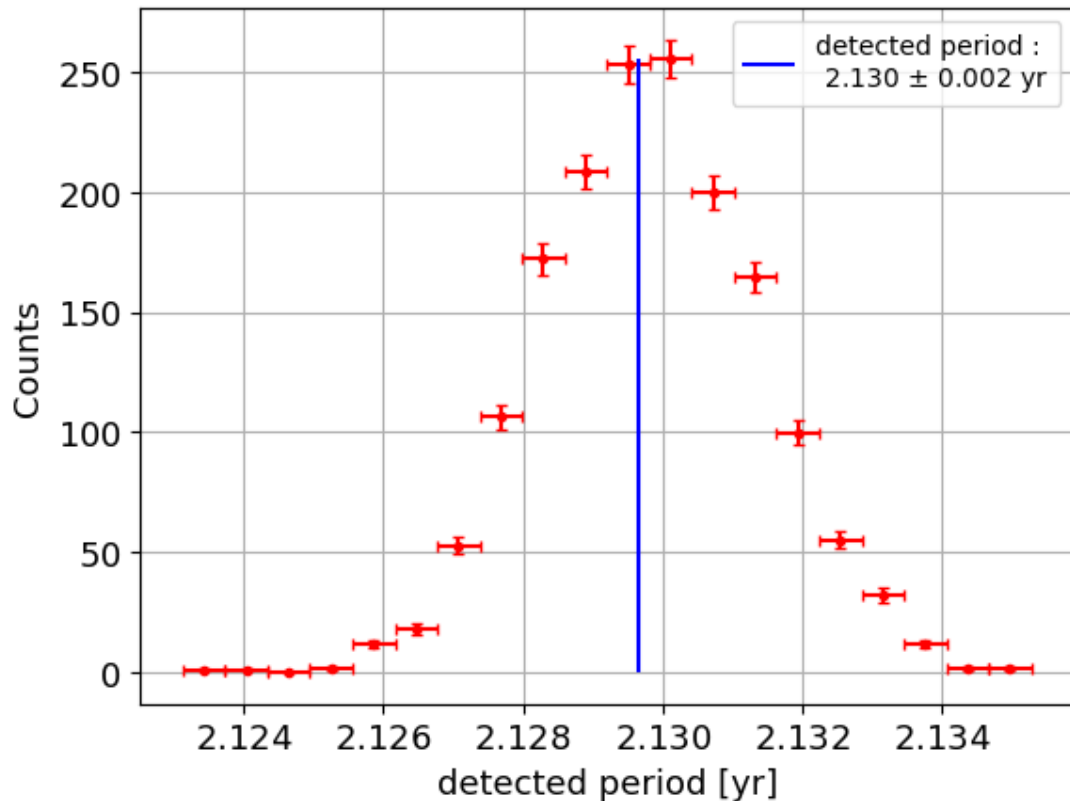
$$p_{\text{value}} = 1 - \frac{\text{Sup}(\{i \mid x_i < p, x_i \in X\})}{N} \quad (7.5)$$

Cette définition est utilisée par **ASTROPY** dans leur calcul de la **FAP** avec la méthode des *bootstrap*. La borne supérieure est entre 1 et  $N$ , ce qui signifie que la  $p_{\text{value}}$  ainsi définie est entre 0 et 1. Une valeur de 0 correspond au cas où le seuil  $p$  est particulièrement significatif alors qu'une valeur proche de 1 indiquera une puissance peu significative.

---

<sup>2</sup>de l'anglais *false alarm probability*

<sup>3</sup>plus connu en anglais sous le nom de *post trial effect*

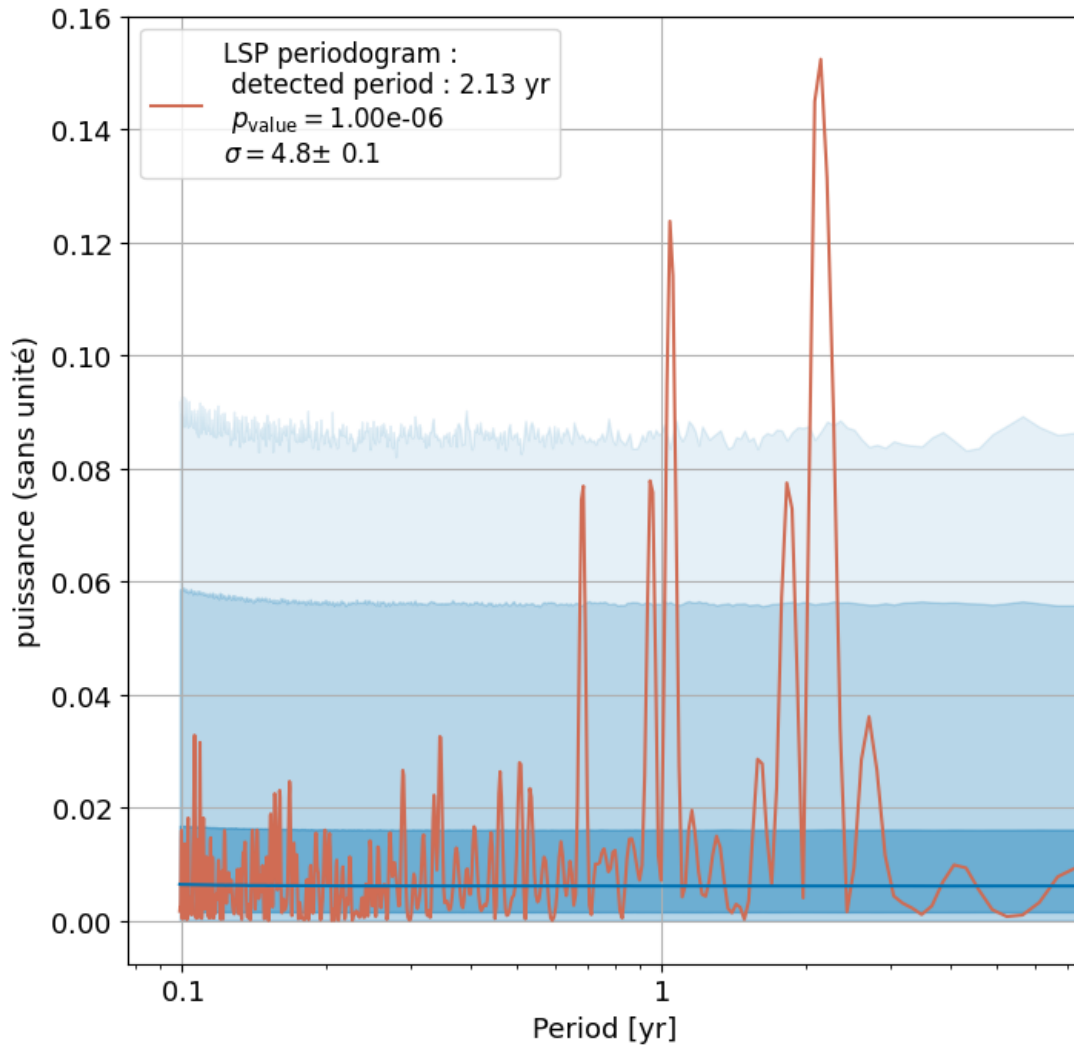


**Figure 7.6:** Distribution des périodes détectés pour les 2000 MC de la LC observée sur la figure 7.5. La ligne bleue foncée représente la médiane.

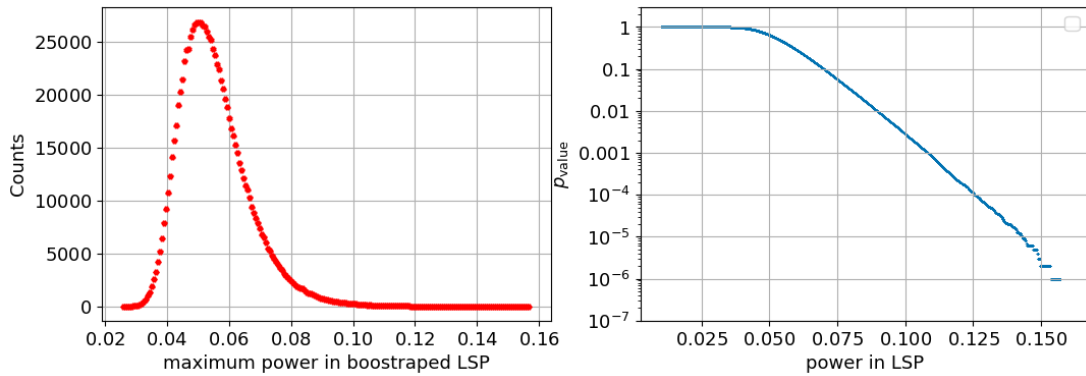
Comme mentionné précédemment, le L-SP est calculé avec `ASTROPY`. La période minimale a été fixée à 30 jours, pour éviter la détection d’une éventuelle période biaisée associée au cycle lunaire, et la période maximale à 7.5 ans, soit la moitié de la période d’observation (critère de Shannon).

Pour obtenir une barre d’erreur sur la période calculée, des simulations MC ont été utilisées, un ensemble de 2000 LC ont été produites avec des points normalement distribués dans les barres d’erreur de la LC observée. Les L-SP ont été calculés pour chacune de ces LC et la distribution de la période mesurée est présentée sur la figure 7.6, nous pouvons alors définir la période détectée, notée  $T_d$ , comme la valeur médiane ainsi qu’une erreur associée à  $1\sigma$  de niveau de confiance en utilisant les 16<sup>e</sup> et 84<sup>e</sup> quantiles. Le haut niveau de précision dans la reconstruction de la courbe de lumière présentée dans la figure 7.5 permet d’avoir une erreur très faible. La période détectée de PG 1553+113 dans (Peñil et al. (2020), Peñil et al. (2022)) est de  $2.2 \pm 0.2$  ans, ce qui est parfaitement en accord avec la valeur  $T_d = 2.130 \pm 0.002$  ans que nous avons calculée pour ces simulations avec `CTAO`.

Ensuite, afin d’établir un niveau de confiance sur la période mesurée, 1 000 000 de réalisations de *bootstrap* sont effectuées. Cela permet ainsi de reconstruire une distribution des L-SP calculés à partir des *bootstrap*, et ainsi de déterminer les enveloppes à 1, 3 et 4  $\sigma$  comme on peut le voir sur la figure 7.7. On voit alors que le pic



**Figure 7.7:** *L-SP* calculé à partir de la *LC* présentée sur la figure 7.5. La ligne bleue représente la médiane des *L-SP* calculés à partir des 1 000 000 bootstrap, Les trois zones bleues en transparence correspondent aux déviations de 1, 3 and 4  $\sigma$  autour de la médiane, respectivement de la plus sombre à la plus claire. La ligne orange représente le *L-SP* calculé à partir des données. Le pic avec la puissance maximale est associé à une période de 2.13 ans avec une significativité de  $4.8\sigma$ .



**Figure 7.8:** A gauche : Distribution de la puissance maximale dans les L-SP calculés sur les bootstrap. A droite : Évolution de la  $p_{\text{value}}$  définie par l'équation 7.5 en fonction d'un seuil en puissance dans le L-SP. Pour rappel une valeur de 1 correspond à un signal dominé par des fluctuations aléatoires.

associé à la période  $T_d$  est significativement visible. On voit aussi un pic à environ 1 an qui n'est rien d'autre que la première harmonique du signal de fréquence  $T_d^{-1}$ . La  $p_{\text{value}}$  définie par l'équation 7.5 permet alors d'associer un niveau de confiance à la détection de la période  $T_d$ . Pour cela il faut donc se servir de la distribution des puissances maximales dans les L-SP, visible à gauche sur la figure 7.8. A droite sur la figure on voit l'évolution de la  $p_{\text{value}}$  en fonction du seuil de puissance choisi dans le L-SP, on voit bien que cette  $p_{\text{value}}$  est d'autant plus faible que le seuil en puissance augmente, ce qui correspond à prendre un seuil en puissance de plus en plus élevé sur la figure 7.7.

En réutilisant les simulations MC calculées pour l'estimation de la valeur de  $T_d$  (voir figure 7.6), il est aussi possible de définir la valeur de la puissance associée dans le L-SP (courbe orange de la figure 7.7). La valeur calculée est alors de  $0.157 \pm 0.002$ . En se servant de la courbe à droite sur la figure 7.8, on peut alors lui associer une  $p_{\text{value}}$ , qui vaut ici  $3 \times 10^{-6} \pm 2 \times 10^{-6}$ . On peut alors calculer le nombre de déviation standard correspondant à la loi normale, qui vaut donc  $4.8 \pm 0.1 \sigma$ .

Au regard de l'enveloppe en bleu sur la figure 7.7, on voit que la significativité associée au pic à la période  $T_d$  semble au-delà des  $4.8 \sigma$ . Cependant dans ce cas on compare directement la puissance associée au pic et il faudrait donc prendre en compte un facteur de pénalité liés à la résolution en fréquence du L-SP, comme nous l'avons évoqué plus tôt dans cette section. La valeur de  $4.8 \sigma$  que nous établissons ici s'affranchit par construction de ce besoin.

## 7.5 Conclusion sur l'étude de la périodicité d'un blazar avec CTAO

Dans ce chapitre nous avons donc simulé l'observation de PG 1553+113 avec CTAO pendant 15 ans, à raison d'une observation de 30 min d'exposition par semaine durant les périodes de visibilité de la source. Nous avons alors montré qu'il était possible



de détecter la même périodicité que celle détectée avec *Fermi*-LAT (Peñil et al. (2020), Peñil et al. (2022)), avec une significativité de  $4.8 \sigma$ , et ce malgré un cycle utile d'environ 10%, bien inférieur à celui des observations spatiales comme avec *Fermi*-LAT.

La modélisation que nous proposons ici de PG 1553+113 peut sembler faillible, principalement en raison de l'incertitude sur la détermination de sa distance. En conséquence, l'absorption par l'EBL est très difficile à prédire, rendant la mesure de son spectre potentiellement biaisée. Cependant, bien que le flux simulé, et donc sa mesure, puissent être biaisés par rapport au flux réellement émis par le blazar, ce biais est le même pour chaque point de l'ensemble de la courbe de lumière. Il est donc tout à fait possible de tester la possibilité de détecter une périodicité, qui dans ce cas ne se trouvera pas biaisée.

Une autre limitation à notre modèle, est l'extrapolation aux VHE du spectre mesuré avec *Fermi*-LAT,  $\Phi_{4\text{FGL}}(E)$ , défini par l'équation 7.1. En effet, une légère modification du paramètre de courbure, peut induire une modification significative du flux prédit par le modèle dans la bande énergétique de CTAO.

Cependant, le flux médian reconstruit au-dessus de 150 GeV dans nos simulations est de l'ordre de  $3.4 \times 10^{-11} \text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  alors que pour MAGIC, le flux intégré dans la même bande en énergie est plutôt de l'ordre de  $4 \times 10^{-11} \text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  (MAGIC Collaboration et al., 2024). On voit donc que notre modélisation à partir des observations faites avec *Fermi*-LAT est en accord avec les mesures faites par les IACT. Cela valide donc totalement notre méthodologie, en prouvant que l'incertitude sur le *redshift* ainsi que l'extrapolation aux VHE de spectre mesuré avec *Fermi*-LAT n'induisent pas de biais significatif.

On peut donc conclure qu'avec la stratégie d'observation décrite dans ce chapitre, en considérant un modèle prédisant la périodicité actuellement détectée avec *Fermi*-LAT dans la bande de CTAO, il sera possible de la détecter avec une significativité de  $4.8\sigma$ .

---

## Conclusion et perspectives

---

Dans ce manuscrit nous avons étudié l'émission des [AGN](#) aux [VHE](#) avec le futur [CTAO](#). Nous avons tout d'abord décrit la calibration de la caméra NectarCAM dans la partie [II](#). Cette dernière équipera les télescopes de taille moyenne du site nord de [CTAO](#). Mon implication dans le développement du code de calibration a été décrite. Le principal résultat concernant la calibration de la NectarCAM concerne celle du gain, où nous avons étudié l'optimisation de la méthode d'extraction de la charge par pixel. Nous avons alors montré qu'une méthode était particulièrement adaptée, et nous avons aussi simplifié la méthode de calibration de [Caroff et al. \(2019\)](#) que nous utilisons jusqu'ici.

La partie [III](#) a exploré les perspectives qu'offrira [CTAO](#) pour l'étude de la variabilité des [AGN](#). Pour ce faire nous avons utilisé des simulations, dont le code a été décrit dans le chapitre [4](#), pour étudier à la fois la variabilité à long terme des [AGN](#), ainsi que la variabilité rapide décrite par les phénomènes éruptifs.

Dans le chapitre [5](#), nous avons montré que [CTAO](#) permettra d'étudier avec une grande précision le comportement à long terme de blazars, tels que BL Lac, inaccessibles avec les [IACT](#) actuellement en opération. Cependant, nous avons aussi montré qu'il était nécessaire de faire une révision des [KSP AGN](#) de [CTAO](#), en adaptant la cadence et les expositions pour des sources telles que PKS 1510-089, dont la reconstruction de la [PSD](#) est assez difficile avec la stratégie d'observation actuellement décrite dans le [KSP AGN](#).

En ce qui concerne les éruptions de blazars, nous avons principalement montré dans le chapitre [6](#) que, pour des modèles phénoménologiques ajustés sur des éruptions passées, la variabilité prédite pourra être mesurée avec une précision bien au-delà de ce qui est possible aujourd'hui, avec entre autres la mesure de variabilité au sein des nuits d'observations. Nous avons de plus développé un estimateur statistique, capable de détecter des hystérésis dans le diagramme [HR](#), qui se place donc comme un outil particulièrement adapté à la discrimination entre modèles d'émission leptoniques et

hadroniques. Cette estimateur a d'ores et déjà montré des résultats probants, et va être amélioré à l'avenir.

Nous avons aussi simulé des observations de PG 1553-113, en se basant sur celles de *Fermi*-LAT. Nous avons montré qu'avec **CTAO**, il serait possible de détecter à plus de  $4\sigma$  la même périodicité que celle détectée par *Fermi*-LAT, sur la même durée, et ce malgré le mauvais cycle utile de **CTAO** comparé aux télescopes spatiaux.

Les études menées dans cette thèse feront l'objet d'un article et d'une publication de consortium à venir.

Pour conclure, nous avons donc pu quantifier les futures perspectives de **CTAO** quant à la caractérisation des blazars à de multiples échelles temporelles. Nous avons d'une part montré qu'il était nécessaire d'adapter les **KSP AGN** en ce qui concerne le programme d'observation à long terme des blazars. Pour cela des études complémentaires ont débuté et feront l'objet d'une thèse à la suite de mon travail. Les simulations faites concernant l'étude des éruptions d'**AGN** vont continuer de nourrir le développement d'estimateurs de variabilité. Cependant, nous pouvons d'ores et déjà apporter des limites sur les contraintes maximales qu'il sera possible d'atteindre avec **CTAO** en terme de discrimination entre modèles.

Les résultats présentés dans cette thèse seraient maintenant à confronter avec des observations de données réelles, notamment grâce à la présence du premier **LST** de **CTAO**, qui a déjà montré des résultats particulièrement intéressants sur les blazars. Avec l'arrivée de 3 autres **LST** ainsi que des **MST** au site nord de **CTAO**, il sera possible d'utiliser les outils développés dans cette thèse et de confronter les résultats annoncés, ainsi que d'affiner les outils à la lumière des contraintes observationnelles.

---

## Bibliography

- Aab, A. et al. (Dec. 2014a). In: *Phys. Rev. D* 90.12, 122005, p. 122005.  
arXiv: [1409.4809 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 20).
- (Dec. 2014b). In: *Phys. Rev. D* 90.12, 122006, p. 122006.  
arXiv: [1409.5083 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 20).
- Abdalla, H. et al. (Feb. 2021).  
In: *J. Cosmology Astropart. Phys.* 2021.2, 048, p. 048.  
arXiv: [2010.01349 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 209).
- Abdo, A. A. et al. (June 2010). In: *ApJ* 716.1, pp. 30–70.  
arXiv: [0912.2040 \[astro-ph.CO\]](#) (cit. on p. 207).
- Abdollahi, S. et al. (Mar. 2020). In: *ApJS* 247.1, 33, p. 33.  
arXiv: [1902.10045 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 39, 40, 249).
- Abdollahi, S. et al. (June 2022). In: *ApJS* 260.2, 53, p. 53.  
arXiv: [2201.11184 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 159).
- Abdollahi, S. et al. (Apr. 2023). In: *ApJS* 265.2, 31, p. 31.  
arXiv: [2301.01607 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 208).
- Abe, H. et al. (June 2023). In: *ApJS* 266.2, 37, p. 37.  
arXiv: [2210.02547 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 157, 158, 165).
- Abeysekara, A. U. et al. (July 2017). In: *ApJ* 843.1, 39, p. 39.  
arXiv: [1701.01778 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 125).
- Abeysekara, A. U. et al. (Apr. 2018). In: *ApJ* 856.2, 95, p. 95.  
arXiv: [1802.10113 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 188, 206, 249).
- Abramowski, A. et al. (Feb. 2012). In: *ApJ* 746.2, 151, p. 151.  
arXiv: [1111.5341 \[astro-ph.CO\]](#) (cit. on p. 128).
- Abramowski, A. et al. (Nov. 2013). In: *Phys. Rev. D* 88.10, 102003, p. 102003.  
arXiv: [1311.3148 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 124).
- Abramowski, A. et al. (Mar. 2015). In: *ApJ* 802.1, 65, p. 65.  
arXiv: [1501.05087 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 124, 128, 210).
- Acciari, V. A. et al. (July 2009). In: *Science* 325.5939, p. 444.  
arXiv: [0908.0511 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 7).
- Acciari, V. A. et al. (Mar. 2011). In: *ApJ* 729.1, 2, p. 2.  
arXiv: [1012.2200 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 15).

- Acciari, V. A. et al. (June 2020). In: *ApJS* 248.2, 29, p. 29.  
arXiv: [2001.08678 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 188).
- Acciari, V. A. et al. (Apr. 2022). In: *Nature Astronomy* 6, pp. 689–697.  
arXiv: [2202.07681 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 24).
- Aharonian, F. et al. (Nov. 2004). In: *Astroparticle Physics* 22.2, pp. 109–125.  
arXiv: [astro-ph/0406658 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 72).
- Aharonian, F. et al. (Oct. 2005). In: *A&A* 442.1, pp. 1–10.  
arXiv: [astro-ph/0506280 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 24).
- Aharonian, F. et al. (Oct. 2006a). In: *A&A* 457.3, pp. 899–915.  
arXiv: [astro-ph/0607333 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 23).
- Aharonian, F. et al. (Jan. 2006b). In: *ApJ* 636.2, pp. 777–797.  
arXiv: [astro-ph/0510397 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 24).
- Aharonian, F. et al. (Aug. 2007a). In: *ApJ* 664.2, pp. L71–L74.  
arXiv: [0706.0797 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 17, 128, 153, 175, 180, 203).
- Aharonian, F. et al. (Mar. 2007b). In: *A&A* 464.1, pp. 235–243.  
arXiv: [astro-ph/0611813 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 23).
- Aharonian, F. et al. (Aug. 2009). In: *A&A* 502.3, pp. 749–770.  
arXiv: [0906.2002 \[astro-ph.CO\]](#) (cit. on pp. 17, 18).
- Aharonian, F. et al. (Aug. 2023). In: *ApJ* 952.2, L38, p. L38.  
arXiv: [2307.01692 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 124).
- Aharonian, F. A. (Nov. 2000). In: *New A* 5.7, pp. 377–395.  
arXiv: [astro-ph/0003159 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 30).
- Ajello, M. et al. (Dec. 2022). In: *ApJS* 263.2, 24, p. 24.  
arXiv: [2209.12070 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 16, 209).
- Albert, A. et al. (Feb. 2019). In: *arXiv e-prints*, arXiv:1902.08429, arXiv:1902.08429.  
arXiv: [1902.08429 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 125).
- Albert, J. et al. (Sept. 2007). In: *ApJ* 666.1, pp. L17–L20.  
arXiv: [astro-ph/0703084 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 249).
- Albert, J. et al. (Feb. 2008). In: *ApJ* 674.2, pp. 1037–1055.  
arXiv: [0705.3244 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 24).
- Aleksić, J. et al. (June 2015). In: *A&A* 578, A22, A22.  
arXiv: [1412.3576 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 206).
- Aleksić, J. et al. (Jan. 2016). In: *Astroparticle Physics* 72, pp. 76–94.  
arXiv: [1409.5594 \[astro-ph.IM\]](#) (cit. on p. 125).
- Antonucci, R. R. J. and J. S. Miller (Oct. 1985). In: *ApJ* 297, pp. 621–632  
(cit. on p. 9).
- Arlen, T. et al. (Jan. 2013). In: *ApJ* 762.2, 92, p. 92.  
arXiv: [1211.3073 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 249).
- Astropy Collaboration et al. (Aug. 2022). In: *ApJ* 935.2, 167, p. 167.  
arXiv: [2206.14220 \[astro-ph.IM\]](#) (cit. on pp. 80, 126, 130, 134, 214).
- Atwood, W. B. et al. (June 2009). In: *ApJ* 697.2, pp. 1071–1102.  
arXiv: [0902.1089 \[astro-ph.IM\]](#) (cit. on p. 39).
- Ballet, J. et al. (July 2023). In: *arXiv e-prints*, arXiv:2307.12546, arXiv:2307.12546.  
arXiv: [2307.12546 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 208).
- Barnacka, Anna et al. (2012). In: *Computer Science* 13.2, p. 113 (cit. on p. 42).

- Becherini, Y. et al. (Dec. 2012). In: *High Energy Gamma-Ray Astronomy: 5th International Meeting on High Energy Gamma-Ray Astronomy*.  
Ed. by Felix A. Aharonian, Werner Hofmann, and Frank M. Rieger. Vol. 1505.  
American Institute of Physics Conference Series. AIP, pp. 769–772.  
arXiv: [1211.5997 \[astro-ph.IM\]](#) (cit. on p. 53).
- Beckmann, V. and C. Shrader (Jan. 2012). In: *Proceedings of “An INTEGRAL view of the high-energy sky (the first 10 years)” - 9th INTEGRAL Workshop and celebration of the 10th anniversary of the launch (INTEGRAL 2012). 15-19 October 2012. Bibliotheque Nationale de France*, 69, p. 69.  
arXiv: [1302.1397 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 9).
- Begelman, M. C., R. D. Blandford, and M. J. Rees (Sept. 1980).  
In: *Nature* 287.5780, pp. 307–309 (cit. on p. 207).
- Begelman, Mitchell C., Roger D. Blandford, and Martin J. Rees (1984).  
In: *Rev. Mod. Phys.* 56 (2), pp. 255–351 (cit. on p. 8).
- Begelman, Mitchell C. and Marek Sikora (Nov. 1987). In: *ApJ* 322, p. 650  
(cit. on p. 33).
- Bennert, N. et al. (Oct. 2007). In: *The Central Engine of Active Galactic Nuclei*.  
Ed. by L. C. Ho and J. W. Wang. Vol. 373.  
Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 521.  
arXiv: [astro-ph/0611857 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 12).
- Bentz, Misty C. et al. (Apr. 2013). In: *ApJ* 767.2, 149, p. 149.  
arXiv: [1303.1742 \[astro-ph.CO\]](#) (cit. on pp. 12, 13).
- Bethe, H. and W. Heitler (Aug. 1934).  
In: *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 146.856, pp. 83–112  
(cit. on p. 30).
- Biasuzzi, B. et al. (July 2019). In: *A&A* 627, A110, A110.  
arXiv: [1906.07653 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 144).
- Biasuzzi, Barbara et al. (Jan. 2020). In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 950, 162949, p. 162949.  
arXiv: [1910.07446 \[astro-ph.IM\]](#) (cit. on p. 75).
- Biteau, J. and B. Giebels (Dec. 2012). In: *A&A* 548, A123, A123.  
arXiv: [1210.2045 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 154).
- Biteau, J. and D. A. Williams (Oct. 2015). In: *ApJ* 812.1, 60, p. 60.  
arXiv: [1502.04166 \[astro-ph.CO\]](#) (cit. on p. 32).
- Biteau, J. et al. (Feb. 2020). In: *Nature Astronomy* 4, pp. 124–131.  
arXiv: [2001.09222 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 16).
- Biteau, Jonathan (Feb. 2013). Theses. Ecole Polytechnique X  
(cit. on pp. 159, 175).
- Blandford, R. D. and A. Königl (Aug. 1979). In: *ApJ* 232, pp. 34–48 (cit. on p. 8).
- Blandford, R. D. and C. F. McKee (Apr. 1982). In: *ApJ* 255, pp. 419–439  
(cit. on p. 10).
- Bolton, J. G., G. J. Stanley, and O. B. Slee (July 1949).  
In: *Nature* 164.4159, pp. 101–102 (cit. on p. 6).
- Böttcher, M. (Dec. 2008). In: *American Institute of Physics Conference Series*.  
Ed. by Felix A. Aharonian, Werner Hofmann, and Frank Rieger. Vol. 1085.

- American Institute of Physics Conference Series. AIP, pp. 427–430.  
arXiv: [0810.4864 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 34).
- Bradascio, F. et al. (Sept. 2023). In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 1054, 168398, p. 168398. arXiv: [2301.13828 \[astro-ph.IM\]](#) (cit. on pp. 68, 71, 79).
- Bradascio, F. et al. (June 2024). In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 1063, 169318, p. 169318. arXiv: [2311.11631 \[astro-ph.IM\]](#) (cit. on pp. 71, 77).
- Bradt, H. et al. (June 1968). In: *ApJ* 152, p. 1005 (cit. on p. 7).
- Burke, Doug et al. (Oct. 2018). Version 4.10.1 (cit. on p. 141).
- Camenzind, M. and M. Krockenberger (Feb. 1992). In: *A&A* 255, pp. 59–62 (cit. on p. 208).
- Cao, Zhen et al. (May 2019).  
In: *arXiv e-prints*, arXiv:1905.02773, arXiv:1905.02773.  
arXiv: [1905.02773 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 125).
- Caroff, Sami et al. (Sept. 2019).  
In: *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy IX*.  
Ed. by Stephen L. O'Dell and Giovanni Pareschi. Vol. 11119.  
Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 111191W, 111191W (cit. on pp. 91–93, 95, 96, 103, 110, 117, 219, 239, 242).
- Cash, W. (Mar. 1979). In: *ApJ* 228, pp. 939–947 (cit. on p. 54).
- Cerruti, M. et al. (Oct. 2017). In: *A&A* 606, A68, A68.  
arXiv: [1707.00804 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 17).
- Cerruti, M. et al. (Feb. 2019). In: *MNRAS* 483.1, pp. L12–L16.  
arXiv: [1807.04335 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 188).
- Cerruti, M. et al. (Mar. 2022). In: *37th International Cosmic Ray Conference*, 979, p. 979. arXiv: [2107.06377 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 185).
- Chadwick, P. M. et al. (June 1999).  
In: *Journal of Physics G Nuclear Physics* 25.6, pp. 1223–1233.  
arXiv: [astro-ph/9904082 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 133).
- Chakraborty, N. and G. Cologna (July 2015).  
In: *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. Vol. 34.  
International Cosmic Ray Conference, 872, p. 872.  
arXiv: [1509.04893 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 152, 153).
- Chatterjee, Ritaban et al. (Apr. 2012). In: *ApJ* 749.2, 191, p. 191.  
arXiv: [1101.3815 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 154).
- Cherenkov Telescope Array Consortium et al. (2019) (cit. on p. 125).
- Cherenkov Telescope Array Observatory and Consortium (Sept. 2021). Version v0.1 (cit. on pp. 57–59, 125, 133).
- Chevalier, J. et al. (July 2015).  
In: *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. Vol. 34.  
International Cosmic Ray Conference, 829, p. 829.  
arXiv: [1509.03104 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 152).
- Chevalier, Jill (June 2017). Theses. Université Grenoble Alpes (cit. on p. 8).



- Christie, I. M. et al. (Jan. 2019). In: *MNRAS* 482.1, pp. 65–82.  
arXiv: [1807.08041 \[astro-ph.HE\]](#)  
(cit. on pp. [xiii](#), [xv](#), [xix](#), [130](#), [131](#), [135](#), [138](#), [188](#), [194–196](#), [198](#), [203](#), [204](#), [206](#)).
- Collin, S. and J. M. Huré (June 2001). In: *A&A* 372, pp. 50–58.  
arXiv: [astro-ph/0103303 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. [11](#)).
- Commichau, S. C. et al. (Oct. 2008).  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 595.3, pp. 572–586.  
arXiv: [0802.2551 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. [133](#)).
- Costamante, Luigi et al. (Dec. 2008).  
In: *American Institute of Physics Conference Series*.  
Ed. by Felix A. Aharonian, Werner Hofmann, and Frank Rieger. Vol. 1085.  
American Institute of Physics Conference Series. AIP, pp. 644–647  
(cit. on p. [34](#)).
- de Naurois, Mathieu (July 2006).  
In: *arXiv e-prints*, [astro-ph/0607247](#), [astro-ph/0607247](#).  
arXiv: [astro-ph/0607247 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. [50](#)).
- (Mar. 2012).  
Habilitation à diriger des recherches. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI  
(cit. on pp. [50–52](#), [58](#), [60](#), [72](#), [75](#), [91](#), [93](#), [127](#)).
- Deil, Christoph et al. (Apr. 2021). Version v0.18.2 (cit. on pp. [129](#), [250](#)).
- Dembinski, Hans et al. (Feb. 2024). Version v2.25.2 (cit. on pp. [94](#), [95](#), [141](#)).
- Dermer, C. D., R. Schlickeiser, and A. Mastichiadis (Mar. 1992).  
In: *A&A* 256, pp. L27–L30 (cit. on p. [33](#)).
- DeYoung, Tyce and HAWC Collaboration (Nov. 2012).  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 692, pp. 72–76  
(cit. on p. [41](#)).
- Domínguez, A. et al. (Feb. 2011). In: *MNRAS* 410.4, pp. 2556–2578.  
arXiv: [1007.1459 \[astro-ph.CO\]](#) (cit. on pp. [32](#), [140](#), [209](#)).
- Donath, Axel et al. (Oct. 2023). In: *A&A* 678, A157, A157.  
arXiv: [2308.13584 \[astro-ph.IM\]](#) (cit. on p. [126](#)).
- Dorigo Jones, J. et al. (Jan. 2022). In: *MNRAS* 509.3, pp. 4330–4343.  
arXiv: [2111.06927 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. [210](#)).
- Edelson, Rick et al. (Apr. 2002). In: *ApJ* 568.2, pp. 610–626.  
arXiv: [astro-ph/0108387 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. [149](#)).
- Emery, Gabriel (Sept. 2020). Theses. Sorbonne Université (cit. on p. [192](#)).
- Emmanoulopoulos, D., I. M. McHardy, and I. E. Papadakis (Aug. 2013).  
In: *MNRAS* 433.2, pp. 907–927. arXiv: [1305.0304 \[astro-ph.IM\]](#)  
(cit. on pp. [156](#), [157](#)).
- Event Horizon Telescope Collaboration et al. (Apr. 2019). In: *ApJ* 875.1, L1, p. L1.  
arXiv: [1906.11238 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. [11](#)).
- Fegan, S. (2014). In: *Internal NectarCAM report, MST-CAM-TN-0060*  
(cit. on p. [76](#)).
- Feigelson, Eric D. and G. Jogesh Babu (2012). Cambridge University Press  
(cit. on p. [262](#)).



- Fermi, Enrico (Apr. 1949). In: *Physical Review* 75.8, pp. 1169–1174 (cit. on pp. 21, 22).
- Finke, Justin D., Charles D. Dermer, and Markus Böttcher (Oct. 2008). In: *ApJ* 686.1, pp. 181–194. arXiv: 0802.1529 [astro-ph] (cit. on pp. xiv, xv, 186–188, 190–194, 197, 201, 203–205).
- Finke, Justin D., Soebur Razzaque, and Charles D. Dermer (Mar. 2010). In: *ApJ* 712.1, pp. 238–249. arXiv: 0905.1115 [astro-ph.HE] (cit. on p. 32).
- Fishman, G. J. et al. (May 1994). In: *Science* 264.5163, pp. 1313–1316 (cit. on p. 202).
- Fossati, G. et al. (Sept. 1998). In: *MNRAS* 299.2, pp. 433–448. arXiv: astro-ph/9804103 [astro-ph] (cit. on pp. 16–18).
- Fossati, G. et al. (Apr. 2008). In: *ApJ* 677.2, pp. 906–925. arXiv: 0710.4138 [astro-ph] (cit. on p. 186).
- Franceschini, A., G. Rodighiero, and M. Vaccari (Sept. 2008). In: *A&A* 487.3, pp. 837–852. arXiv: 0805.1841 [astro-ph] (cit. on p. 32).
- Franceschini, Alberto and Giulia Rodighiero (July 2017). In: *A&A* 603, A34, A34. arXiv: 1705.10256 [astro-ph.HE] (cit. on p. 32).
- Gabici, Stefano et al. (Jan. 2019). In: *International Journal of Modern Physics D* 28.15, 1930022–339, pp. 1930022–339. arXiv: 1903.11584 [astro-ph.HE] (cit. on p. 19).
- Gaug, M. et al. (July 2003). In: *International Cosmic Ray Conference*. Vol. 5. International Cosmic Ray Conference, p. 2923 (cit. on p. 72).
- Gaug, M. et al. (Jan. 2005). In: *29th International Cosmic Ray Conference (ICRC29), Volume 5*. Vol. 5. International Cosmic Ray Conference, p. 375 (cit. on p. 72).
- Ghisellini, G. et al. (May 2013). In: *MNRAS* 432, pp. L66–L70. arXiv: 1302.4444 [astro-ph.HE] (cit. on p. 17).
- Ghisellini, G. et al. (July 2017). In: *MNRAS* 469.1, pp. 255–266. arXiv: 1702.02571 [astro-ph.HE] (cit. on pp. 17, 19).
- Giannios, Dimitrios (May 2013). In: *MNRAS* 431.1, pp. 355–363. arXiv: 1211.0296 [astro-ph.HE] (cit. on p. 187).
- Giannios, Dimitrios, Dmitri A. Uzdensky, and Mitchell C. Begelman (May 2009). In: *MNRAS* 395.1, pp. L29–L33. arXiv: 0901.1877 [astro-ph.HE] (cit. on p. 187).
- Giebels, B. and B. Degrange (Sept. 2009). In: *A&A* 503.3, pp. 797–799. arXiv: 0907.2425 [astro-ph.CO] (cit. on p. 154).
- Gilmore, Rudy C. et al. (June 2012). In: *MNRAS* 422.4, pp. 3189–3207. arXiv: 1104.0671 [astro-ph.CO] (cit. on p. 32).
- Glicenstein, J. F. et al. (July 2015). In: *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*. Vol. 34. International Cosmic Ray Conference, 937, p. 937. arXiv: 1508.06555 [astro-ph.IM] (cit. on pp. 69, 70).
- Goyal, A. et al. (Aug. 2018). In: *ApJ* 863.2, 175, p. 175. arXiv: 1709.04457 [astro-ph.HE] (cit. on p. 155).

- Granot, Jonathan and Enrico Ramirez-Ruiz (Dec. 2010).  
In: *arXiv e-prints*, arXiv:1012.5101, arXiv:1012.5101.  
arXiv: [1012.5101 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 15).
- Gréaux, Lucas et al. (Apr. 2023).  
In: *arXiv e-prints*, arXiv:2304.00835, arXiv:2304.00835.  
arXiv: [2304.00835 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 157, 159, 160, 171).
- Greisen, Kenneth (Apr. 1966). In: *Phys. Rev. Lett.* 16.17, pp. 748–750  
(cit. on p. 20).
- Grolleron, Guillaume et al. (Sept. 2023).  
In: *arXiv e-prints*, arXiv:2309.12438, arXiv:2309.12438.  
arXiv: [2309.12438 \[astro-ph.IM\]](#) (cit. on p. 82).
- H. E. S. S. Collaboration et al. (Sept. 2010). In: *A&A* 520, A83, A83.  
arXiv: [1005.3702 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 124, 152, 153, 157, 253).
- H. E. S. S. Collaboration et al. (Apr. 2011).  
In: *Astroparticle Physics* 34.9, pp. 738–747. arXiv: [1101.3650 \[astro-ph.HE\]](#)  
(cit. on p. 124).
- H. E. S. S. Collaboration et al. (Feb. 2017a). In: *A&A* 598, A39, A39.  
arXiv: [1610.03311 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 152, 153, 155, 180, 182).
- H. E. S. S. Collaboration et al. (Oct. 2017b). In: *A&A* 606, A59, A59.  
arXiv: [1707.06090 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 32, 124).
- H. E. S. S. Collaboration et al. (July 2019). In: *A&A* 627, A159, A159.  
arXiv: [1906.04996 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 124, 128, 206).
- H. E. S. S. Collaboration et al. (June 2020). In: *Nature* 582.7812, pp. 356–359.  
arXiv: [2007.04823 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 52).
- H. E. S. S. Collaboration et al. (Apr. 2021). In: *A&A* 648, A23, A23.  
arXiv: [2012.10254 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 124).
- H. E. S. S. Collaboration et al. (Apr. 2022). In: *Science* 376.6588, pp. 77–80.  
arXiv: [2202.08201 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 24).
- Halko, Nathan, Per-Gunnar Martinsson, and Joel A. Tropp (Sept. 2009).  
In: *arXiv e-prints*, arXiv:0909.4061, arXiv:0909.4061.  
arXiv: [0909.4061 \[math.NA\]](#) (cit. on p. 314).
- Hanna, D. et al. (Jan. 2010).  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 612.2, pp. 278–287.  
arXiv: [0911.2015 \[astro-ph.IM\]](#) (cit. on p. 72).
- Harris, Charles R. et al. (Sept. 2020). In: *Nature* 585.7825, pp. 357–362.  
arXiv: [2006.10256 \[cs.MS\]](#) (cit. on pp. 80, 126).
- Hartman, R. C. et al. (July 1999). In: *ApJS* 123.1, pp. 79–202 (cit. on p. 38).
- Hazard, C., M. B. Mackey, and A. J. Shimmins (Mar. 1963).  
In: *Nature* 197.4872, pp. 1037–1039 (cit. on p. 6).
- Heck, D. et al. (1998).  
*CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers.*  
(Cit. on p. 42).
- HEGRA Collaboration: A. Daum (Apr. 1997).  
In: *arXiv e-prints*, astro-ph/9704098, astro-ph/9704098.  
arXiv: [astro-ph/9704098 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 45).

- Heitler, W. (1954). *Quantum theory of radiation* (cit. on pp. 31, 41).
- HESS Collaboration et al. (Mar. 2016). In: *Nature* 531.7595, pp. 476–479.  
arXiv: [1603.07730 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 19).
- Hillas, A. M. (Aug. 1985).  
In: *19th International Cosmic Ray Conference (ICRC19), Volume 3*. Vol. 3.  
International Cosmic Ray Conference, p. 445 (cit. on p. 49).
- Hofmann, W. et al. (Nov. 1999). In: *Astroparticle Physics* 12.3, pp. 135–143.  
arXiv: [astro-ph/9904234 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 127).
- Holder, J. et al. (July 2006). In: *Astroparticle Physics* 25.6, pp. 391–401.  
arXiv: [astro-ph/0604119 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 72).
- Holler, M. et al. (Sept. 2015).  
In: *arXiv e-prints*, arXiv:1509.02902, arXiv:1509.02902.  
arXiv: [1509.02902 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 125).
- Holler, M. et al. (July 2017).  
In: *35th International Cosmic Ray Conference (ICRC2017)*. Vol. 301.  
International Cosmic Ray Conference, 676, p. 676.  
arXiv: [1707.04196 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 52).
- Holler, M. et al. (Dec. 2020). In: *Astroparticle Physics* 123, 102491, p. 102491.  
arXiv: [2007.01697 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 52).
- Hönig, Sebastian F. (Oct. 2019). In: *ApJ* 884.2, 171, p. 171.  
arXiv: [1909.08639 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 12).
- IceCube Collaboration et al. (July 2018). In: *Science* 361.6398, eaat1378, eaat1378.  
arXiv: [1807.08816 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 188).
- Inoue, Susumu and Fumio Takahara (June 1996). In: *ApJ* 463, p. 555  
(cit. on p. 33).
- Jennison, R. C. (Jan. 1959).  
In: *URSI Symp. 1: Paris Symposium on Radio Astronomy*.  
Ed. by Ronald N. Bracewell. Vol. 9, p. 309 (cit. on p. 6).
- Jormanainen, J. et al. (Oct. 2023). In: *A&A* 678, A140, A140.  
arXiv: [2308.06108 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 188).
- Joshi, Manasvita et al. (Mar. 2019). In: *AAS/High Energy Astrophysics Division*.  
Vol. 17. AAS/High Energy Astrophysics Division, 106.69, p. 106.69  
(cit. on pp. 35, 206).
- Kapanadze, B. et al. (Oct. 2014). In: *MNRAS* 444.2, pp. 1077–1094  
(cit. on pp. 157, 253).
- Kapustinsky, J. S. et al. (Dec. 1985). In: *Nuclear Instruments and Methods in  
Physics Research A* 241.2-3, pp. 612–613 (cit. on p. 70).
- Kataoka, Jun et al. (Oct. 2001). In: *ApJ* 560.2, pp. 659–674.  
arXiv: [astro-ph/0105022 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 155).
- Katarzyński, K., H. Sol, and A. Kus (Mar. 2001). In: *A&A* 367, pp. 809–825  
(cit. on pp. 26, 34).
- Keel, W. C. (June 1983). In: *ApJ* 269, pp. 466–486 (cit. on p. 7).
- Kerszberg, Daniel (Oct. 2017). Theses. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI  
(cit. on p. 20).

- Kneiske, T. M. and H. Dole (June 2010). In: *A&A* 515, A19, A19.  
arXiv: [1001.2132 \[astro-ph.CO\]](#) (cit. on p. 32).
- Kollatschny, W. et al. (Nov. 2001). In: *A&A* 379, pp. 125–135.  
arXiv: [astro-ph/0109470 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 12).
- Kosack, Karl et al. (May 2024). Version v0.21.1 (cit. on p. 79).
- Kotera, Kumiko (Nov. 2014).  
Habilitation à diriger des recherches. UPMC - Paris 6 Sorbonne Universités  
(cit. on p. 20).
- Kraushaar, W. L. et al. (Nov. 1972). In: *ApJ* 177, p. 341 (cit. on p. 38).
- Kurtzer, Gregory M. et al. (Apr. 2021). Version v3.7.3 (cit. on p. 81).
- Kushwaha, Pankaj et al. (Nov. 2017). In: *ApJ* 849.2, 138, p. 138.  
arXiv: [1709.07904 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 155).
- Lam, Siu Kwan, Antoine Pitrou, and Stanley Seibert (Nov. 2015).  
In: *Proc. Second Workshop on the LLVM Compiler Infrastructure in HPC*,  
pp. 1–6 (cit. on pp. 80, 126).
- Landoni, M. et al. (Oct. 2014). In: *A&A* 570, A126, A126.  
arXiv: [1407.3085 \[astro-ph.GA\]](#) (cit. on p. 210).
- Larwood, J. (Sept. 1998). In: *MNRAS* 299.2, pp. L32–L36.  
arXiv: [astro-ph/9806348 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 208).
- Le Bohec, S. et al. (Oct. 1998).  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 416.2, pp. 425–437.  
arXiv: [astro-ph/9804133 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 52).
- Lemière, A. and A. Djannati-Ataï (2006).  
*Electrons reliques de très haute énergie dans les nébuleuses de pulsar: étude et  
identification d'une population de sources gamma du TeV avec H.E.S.S.*  
Lille thèses (cit. on p. 55).
- Lemoine-Goumard, M., B. Degrange, and M. Tluczykont (Apr. 2006).  
In: *Astroparticle Physics* 25.3, pp. 195–211.  
arXiv: [astro-ph/0601373 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 52, 53).
- Lenain, J. P. et al. (Jan. 2008). In: *A&A* 478.1, pp. 111–120.  
arXiv: [0710.2847 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 35).
- Lenain, Jean-Philippe (Oct. 2009). Co-direction: Hélène Sol et Catherine Boisson.  
Theses. Observatoire de Paris (cit. on pp. 26, 35, 43).
- Li, T. P. and Y. Q. Ma (Sept. 1983). In: *ApJ* 272, pp. 317–324  
(cit. on pp. 54, 165, 190).
- Lomb, N. R. (Feb. 1976). In: *Ap&SS* 39.2, pp. 447–462 (cit. on p. 214).
- Lynden-Bell, D. (Aug. 1969). In: *Nature* 223.5207, pp. 690–694 (cit. on p. 8).
- Lyubarskii, Yu. E. (Dec. 1997). In: *MNRAS* 292.3, pp. 679–685 (cit. on p. 155).
- MAGIC Collaboration et al. (May 2020). In: *A&A* 637, A86, A86.  
arXiv: [2001.07729 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 188).
- MAGIC Collaboration et al. (Apr. 2024). In: *MNRAS* 529.4, pp. 3894–3911.  
arXiv: [2403.02159 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 218).
- Malik, Zahoor et al. (Mar. 2022). In: *MNRAS* 511.1, pp. 994–1003.  
arXiv: [2110.15953 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 210).

- Mannheim, K. (Mar. 1993). In: *A&A* 269, pp. 67–76.  
arXiv: [astro-ph/9302006 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 154).
- (Jan. 1998). In: *Science* 279, p. 684. arXiv: [astro-ph/9803241 \[astro-ph\]](#)  
(cit. on p. 34).
- Matthews, J. (Jan. 2005). In: *Astroparticle Physics* 22.5-6, pp. 387–397  
(cit. on pp. 42, 43).
- McHardy, I. (2010). In: *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*.  
Ed. by Tomaso Belloni. Vol. 794, p. 203 (cit. on p. 154).
- McHardy, I. M. et al. (Dec. 2006). In: *Nature* 444.7120, pp. 730–732.  
arXiv: [astro-ph/0612273 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 155).
- Meyer, Manuel et al. (Dec. 2012). In: *High Energy Gamma-Ray Astronomy: 5th International Meeting on High Energy Gamma-Ray Astronomy*.  
Ed. by Felix A. Aharonian, Werner Hofmann, and Frank M. Rieger. Vol. 1505.  
American Institute of Physics Conference Series, pp. 602–605 (cit. on p. 32).
- Moderski, R., M. Sikora, and M. Błażejowski (Aug. 2003).  
In: *A&A* 406, pp. 855–865. arXiv: [astro-ph/0205228 \[astro-ph\]](#)  
(cit. on p. 33).
- Morris, Paul J., William J. Potter, and Garret Cotter (June 2019).  
In: *MNRAS* 486.2, pp. 1548–1562. arXiv: [1810.04139 \[astro-ph.HE\]](#)  
(cit. on pp. 188, 206).
- Nakagawa, Kenji and Masaki Mori (Aug. 2013). In: *ApJ* 773.2, 177, p. 177.  
arXiv: [1307.0907 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 155).
- Nasa High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (Heasarc) (Aug. 2014). Astrophysics Source Code Library, record ascl:1408.004 (cit. on p. 141).
- Nigro, Cosimo, Tarek Hassan, and Laura Olivera-Nieto (Oct. 2021).  
In: *Universe* 7.10, 374, p. 374. arXiv: [2109.14661 \[astro-ph.IM\]](#)  
(cit. on p. 60).
- Observatory, Cherenkov Telescope Array and Cherenkov Telescope Array Consortium  
(Aug. 2021). Version prod3b-v2/v1.0.0 (cit. on p. 250).
- Oke, J. B. and J. E. Gunn (Apr. 1974). In: *ApJ* 189, p. L5 (cit. on p. 10).
- Ozone, S. and M. Teshima (Aug. 2001). In: *International Cosmic Ray Conference*.  
Vol. 7. International Cosmic Ray Conference, p. 2695.  
arXiv: [astro-ph/0106223 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 207).
- Paliya, Vaidehi S. (Aug. 2015). In: *ApJ* 808.2, L48, p. L48.  
arXiv: [1507.03073 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 206).
- Paliya, Vaidehi S., S. Sahayanathan, and C. S. Stalin (Apr. 2015).  
In: *ApJ* 803.1, 15, p. 15. arXiv: [1501.07363 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 206).
- Parker, E. N. (Dec. 1957). In: *J. Geophys. Res.* 62.4, pp. 509–520 (cit. on p. 187).
- Parsons, R. D. and J. A. Hinton (Apr. 2014).  
In: *Astroparticle Physics* 56, pp. 26–34. arXiv: [1403.2993 \[astro-ph.IM\]](#)  
(cit. on p. 53).
- Patat, F. (Dec. 2004). In: *The Messenger* 118, pp. 11–14 (cit. on pp. 160, 162).
- Patel, S. R. et al. (2023). In: *Proceedings of 38th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2023)*. Vol. 444, p. 648 (cit. on p. 75).

- Peñil, P. et al. (June 2020). In: *ApJ* 896.2, 134, p. 134.  
arXiv: [2002.00805 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 207, 209, 211, 213–215, 218).
- Peñil, P. et al. (Nov. 2022). In: *arXiv e-prints*, arXiv:2211.01894, arXiv:2211.01894.  
arXiv: [2211.01894 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on pp. 207–209, 211, 213, 215, 218).
- Pearson, Karl (1901). In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 2.11, pp. 559–572.  
eprint: <https://doi.org/10.1080/14786440109462720> (cit. on p. 205).
- Pedregosa, Fabian et al. (Oct. 2011).  
In: *Journal of Machine Learning Research* 12, pp. 2825–2830.  
arXiv: [1201.0490 \[cs.LG\]](#) (cit. on p. 314).
- Perlman, Eric S. et al. (July 2007). In: *ApJ* 663.2, pp. 808–815.  
arXiv: [0704.1156 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 12).
- Peterson, B. M. (2006). In: *Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales*.  
Ed. by Danielle Alloin. Vol. 693, p. 77 (cit. on p. 12).
- Peterson, Bradley M. and Amri Wandel (Sept. 2000). In: *ApJ* 540.1, pp. L13–L16.  
arXiv: [astro-ph/0007147 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. 12).
- Petropoulou, M. et al. (May 2024). In: *A&A* 685, A110, A110.  
arXiv: [2308.14184 \[astro-ph.HE\]](#)  
(cit. on pp. [xiv](#), [xv](#), [188](#), [189](#), [197](#), [199–203](#), [205](#), [206](#)).
- Petropoulou, Maria, Stefan Coenders, and Stavros Dimitrakoudis (July 2016).  
In: *Astroparticle Physics* 80, pp. 115–130. arXiv: [1603.06954 \[astro-ph.HE\]](#)  
(cit. on p. [188](#)).
- Petropoulou, Maria et al. (Mar. 2020). In: *ApJ* 891.2, 115, p. 115.  
arXiv: [1911.04010 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. [188](#)).
- Pierre Auger Collaboration et al. (Sept. 2017).  
In: *Science* 357.6357, pp. 1266–1270. arXiv: [1709.07321 \[astro-ph.HE\]](#)  
(cit. on p. [24](#)).
- Prandini, Elisa and Gabriele Ghisellini (Feb. 2022). In: *Galaxies* 10.1, 35, p. 35.  
arXiv: [2202.07490 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. [124](#)).
- Punch, M. et al. (Aug. 1992). In: *Nature* 358.6386, pp. 477–478 (cit. on p. [45](#)).
- Purvinskas, Robert et al. (July 2003).  
In: *Free-Space Laser Communication Technologies XV*.  
Ed. by G. Stephen Mecherle. Vol. 4975.  
Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series,  
pp. 12–19 (cit. on pp. [44](#), [45](#)).
- Raiteri, C. M. et al. (Oct. 2001). In: *A&A* 377, pp. 396–412.  
arXiv: [astro-ph/0108165 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. [207](#)).
- Raiteri, C. M. et al. (Dec. 2006). In: *A&A* 459.3, pp. 731–743.  
arXiv: [astro-ph/0608627 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. [207](#)).
- Rees, M. J. (Jan. 1971). In: *Nature* 229.5283, pp. 312–317 (cit. on p. [8](#)).
- Rhodes, Brandon Craig (Dec. 2011).  
Astrophysics Source Code Library, record [ascl:1112.014](#) (cit. on p. [133](#)).
- Richstone, D. et al. (Oct. 1998). In: *Nature* 385.6701, A14.  
arXiv: [astro-ph/9810378 \[astro-ph\]](#) (cit. on p. [207](#)).



- Rieger, F. M. and F. Volpe (Sept. 2010). In: *A&A* 520, A23, A23.  
arXiv: [1007.4879 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 154).
- Rieger, Frank (Jan. 2019). In: *Galaxies* 7.1, p. 28.  
arXiv: [1901.10216 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 154).
- Rieger, Frank M. (Nov. 2004). In: *ApJ* 615.1, pp. L5–L8.  
arXiv: [astro-ph/0410188 \[astro-ph\]](#) (cit. on pp. 207, 208).
- Rieger, Frank M. and Peter Duffy (Jan. 2021). In: *ApJ* 907.1, L2, p. L2.  
arXiv: [2101.06014 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 187).
- Romero, G. E. et al. (Aug. 2000). In: *A&A* 360, pp. 57–64 (cit. on p. 208).
- Romero, Gustavo E. et al. (July 2017). In: *Space Sci. Rev.* 207.1-4, pp. 5–61.  
arXiv: [1611.09507 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 15).
- Rybicki, George B. and Alan P. Lightman (1979).  
*Radiative processes in astrophysics* (cit. on pp. 14, 25–29, 43).
- Saldana-Lopez, Alberto et al. (Nov. 2021). In: *MNRAS* 507.4, pp. 5144–5160.  
arXiv: [2012.03035 \[astro-ph.CO\]](#) (cit. on p. 32).
- Salpeter, E. E. (Aug. 1964). In: *ApJ* 140, pp. 796–800 (cit. on p. 8).
- Sanuy, A. et al. (Jan. 2012a). In: *Journal of Instrumentation* 7.1, p. C01100  
(cit. on p. 69).
- Sanuy, A. et al. (Dec. 2012b).  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 695, pp. 385–389  
(cit. on p. 69).
- Scargle, J. D. (Dec. 1982). In: *ApJ* 263, pp. 835–853 (cit. on p. 214).
- Schmidt, M. (Mar. 1963). In: *Nature* 197.4872, p. 1040 (cit. on p. 6).
- Schreier, E. J. et al. (Nov. 1979). In: *ApJ* 234, pp. L39–L43 (cit. on p. 7).
- Schwanke, U. et al. (May 2015).  
In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 782, pp. 92–103.  
arXiv: [1502.05506 \[astro-ph.IM\]](#) (cit. on p. 70).
- Schweizer, T. et al. (Oct. 2002).  
In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 49.5, pp. 2497–2503 (cit. on p. 72).
- Seyfert, Carl K. (Jan. 1943). In: *ApJ* 97, p. 28 (cit. on p. 6).
- Shah, Zahir et al. (Oct. 2018).  
In: *Research in Astronomy and Astrophysics* 18.11, 141, p. 141.  
arXiv: [1805.04675 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 152).
- Shakura, N. I. and R. A. Sunyaev (Jan. 1973). In: *A&A* 24, pp. 337–355  
(cit. on p. 11).
- Shayduk, M. et al. (July 2003). In: *International Cosmic Ray Conference*. Vol. 5.  
International Cosmic Ray Conference, p. 2951 (cit. on p. 72).
- Sikora, Marek, Mitchell C. Begelman, and Martin J. Rees (Jan. 1994).  
In: *ApJ* 421, p. 153 (cit. on pp. 33, 34).
- Sinha, A. et al. (June 2016). In: *A&A* 591, A83, A83.  
arXiv: [1603.06690 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 152).
- Sinha, Atreyee et al. (Oct. 2018). In: *MNRAS* 480.1, pp. L116–L120.  
arXiv: [1807.09073 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 154).
- Sobolewska, M. A. et al. (May 2014). In: *ApJ* 786.2, 143, p. 143.  
arXiv: [1403.5276 \[astro-ph.HE\]](#) (cit. on p. 155).

- Sol, H., G. Pelletier, and E. Asseo (Mar. 1989). In: *MNRAS* 237, pp. 411–429 (cit. on p. 187).
- Stanley, G. J. and O. B. Slee (June 1950).  
In: *Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences* 3, p. 234 (cit. on p. 6).
- Stawarz, Ł., M. Sikora, and M. Ostrowski (Nov. 2003). In: *ApJ* 597.1, pp. 186–201.  
arXiv: [astro-ph/0306251](#) [astro-ph] (cit. on p. 33).
- Swanenburg, B. N. et al. (Jan. 1981). In: *ApJ* 243, pp. L69–L73 (cit. on p. 38).
- Sweet, P. A. (Jan. 1958). In: *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*.  
Ed. by B. Lehnert. Vol. 6, p. 123 (cit. on p. 187).
- Tsiahina, Adellain (Dec. 2020). Theses. Université Paul Sabatier - Toulouse III (cit. on p. 71).
- Urry, C. Megan and Paolo Padovani (Sept. 1995). In: *PASP* 107, p. 803.  
arXiv: [astro-ph/9506063](#) [astro-ph] (cit. on p. 9).
- Uttley, P., I. M. McHardy, and S. Vaughan (May 2005).  
In: *MNRAS* 359.1, pp. 345–362. arXiv: [astro-ph/0502112](#) [astro-ph] (cit. on p. 152).
- Uttley, Philip and Ian M. McHardy (May 2001). In: *MNRAS* 323.2, pp. L26–L30.  
arXiv: [astro-ph/0103367](#) [astro-ph] (cit. on p. 152).
- Van Rossum, Guido and Fred L. Drake (2009). Scotts Valley, CA: CreateSpace.  
ISBN: 1441412697 (cit. on pp. 80, 126).
- Vaughan, S. et al. (Nov. 2003). In: *MNRAS* 345.4, pp. 1271–1284.  
arXiv: [astro-ph/0307420](#) [astro-ph] (cit. on pp. 149, 174).
- Vercellone, S. et al. (Aug. 2022).  
In: *Journal of High Energy Astrophysics* 35, pp. 1–42.  
arXiv: [2208.03177](#) [astro-ph.HE] (cit. on p. 125).
- Virtanen, Pauli et al. (Feb. 2020). In: *Nature Methods* 17, pp. 261–272.  
arXiv: [1907.10121](#) [cs.MS] (cit. on pp. 80, 126, 135).
- Virtanen, Pauli et al. (2020). In: *Nature Methods* 17, pp. 261–272 (cit. on p. 214).
- Vuillaume, T., G. Henri, and P. O. Petrucci (Dec. 2018). In: *A&A* 620, A41, A41.  
arXiv: [1810.01718](#) [astro-ph.HE] (cit. on p. 187).
- Vuillaume, Thomas et al. (July 2019).  
In: *European Physical Journal Web of Conferences*. Vol. 214.  
European Physical Journal Web of Conferences, 06020, p. 06020 (cit. on p. 53).
- Wagner, S. J. et al. (June 1995). In: *A&A* 298, p. 688 (cit. on p. 208).
- Weekes, T. C. et al. (July 1989). In: *ApJ* 342, p. 379 (cit. on p. 45).
- Wilks, S. S. (1938). In: *Annals Math. Statist.* 9.1, pp. 60–62 (cit. on pp. 144, 313).
- Wille, K. (Jan. 2013) (cit. on p. 25).
- Zatsepin, G. T. and V. A. Kuz'min (Aug. 1966).  
In: *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 4, p. 78 (cit. on p. 20).
- Zech, A. et al. (2019). In: *Science with the Cherenkov Telescope Array*.  
Ed. by B. S. Acharya et al., pp. 231–272 (cit. on pp. 155, 182).
- Zel'dovich, Ya. B. and I. D. Novikov (Feb. 1967). In: *Soviet Ast.* 10, p. 602 (cit. on p. 8).





# Appendices



## Formulaire astrophysique

Il est de tradition en Astrophysique des hautes énergies d'utiliser le système cgs<sup>1</sup>, et non le système international (SI). Dans cette thèse, nous avons suivi cette convention et utilisons le système cgs. Nous présentons ici quelques relations de conversion entre les systèmes cgs et SI, ainsi que la définition de quelques grandeurs astronomiques.

### Masse solaire:

$$M_{\odot} = 1.98892 \times 10^{30} \text{ kg} = 1.98892 \times 10^{33} \text{ g}$$

### Distances astronomiques:

$$1 \text{ pc} = 3.08568025 \times 10^{16} \text{ m} = 3.08568025 \times 10^{18} \text{ cm} \simeq 3.26 \text{ années-lumière}$$

$$1 \text{ année-lumière} = 9.4605284 \times 10^{15} \text{ m} = 9.4605284 \times 10^{17} \text{ cm}$$

L'année-lumière est la distance parcourue par la lumière en une année. Le parsec<sup>2</sup> représente la distance à laquelle un observateur doit être du Système Solaire pour voir la distance Terre-Soleil sous un angle d'une seconde d'arc.

### Énergie:

$$1 \text{ J} = 10^7 \text{ erg} = 6.24150974 \times 10^{18} \text{ eV}$$

$$1 \text{ eV} \simeq 1.60217653 \times 10^{-19} \text{ J} \simeq 1.602 \times 10^{-12} \text{ erg}$$

$$1 \text{ TeV} \simeq 1.602 \text{ erg} \simeq 2.418 \times 10^{26} \text{ h Hz}$$

### Densité de flux:

$$1 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 10^{-3} \text{ W m}^{-2}$$

$$1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} = 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$$

### Champ magnétique:

$$1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ Tesla}$$

<sup>1</sup>centimètre, gramme, seconde.

<sup>2</sup>de "seconde de parallaxe".

## A. Formulaire astrophysique

---

### Vitesse de la lumière:

$$c = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1} \simeq 3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$$

### Constante gravitationnelle:

$$\mathcal{G} = (6.6742 \pm 0.001) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2} \text{ kg}^{-1} \simeq 6.67 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-2} \text{ g}^{-1}$$

### Constante de Planck:

$$h \simeq 6.626\,069\,3 \times 10^{-34} \text{ J s} \simeq 6.626 \times 10^{-27} \text{ erg s}$$

### Constante de Boltzmann:

$$k_B \simeq 1.380\,6 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1} \simeq 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$$

### Masse de l'électron:

$$m_e \simeq 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg} \simeq 9.11 \times 10^{-28} \text{ g}$$

### Masse du proton:

$$m_p \simeq 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg} \simeq 1.67 \times 10^{-24} \text{ g}$$

### Rayon classique de l'électron:

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \simeq 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm} = 2.818 \times 10^{-15} \text{ m}$$

### Section efficace de diffusion Thomson:

$$\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = 6.652\,4 \times 10^{-29} \text{ m}^{-2} = 6.652\,4 \times 10^{-25} \text{ cm}^{-2}$$

### Surface:

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

### Conversion d'un spectre différentiel de photon en une densité de flux:

$$E_{[\text{TeV}]}^2 \frac{dN}{dE} [\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}] = \nu f_\nu [\text{TeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$$

$$\text{i.e.: } \nu f_\nu [\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}] \approx 1.602 \times E_{[\text{TeV}]}^2 \frac{dN}{dE} [\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}]$$

### Conversion de temps:

$$\text{MJD} = \text{JD} - 2400000.5$$

JD est la date julienne, et MJD est la date julienne modifiée. La date julienne représente le temps écoulé depuis midi du 1<sup>er</sup> janvier 4713 av. J.-C. selon le calendrier julien proleptique<sup>3</sup>. La date MJD est très souvent utilisée en astronomie. Par exemple, le 1<sup>er</sup> Janvier 2009 correspondait à MJD 54832.00.

---

<sup>3</sup>c'est-à-dire en prolongeant le calendrier julien aux dates précédant son introduction officielle en 45 av. J.-C.

## Compléments à la calibration de la NectarCAM

### B.1 Calcul de la paramétrisation du modèle d'ajustement du pic SPE à deux Gaussiennes

Dans cette section nous allons dériver les paramètres du modèle à double Gaussiennes pour l'ajustement du pic SPE, décrit par Caroff et al. (2019).

Soient  $X_{\text{low}}$  et  $X_{\text{high}}$  les variables aléatoires suivant des lois Gaussiennes, respectivement associées à la composante basse, et haute charge du modèle à double Gaussiennes. Par définition de notre modèle,  $X_{\text{low}} \sim H * \mathcal{N}(0, \sigma_{\text{low}})$ , c'est la convolution de la fonction de Heaviside<sup>1</sup> avec une Gaussienne.  $X_{\text{high}} \sim \mathcal{N}(\mu_{\text{high}}, \sigma_{\text{high}})$ . Ainsi,

$$\begin{aligned} f_{X_{\text{low}}}(x) &= \frac{\sqrt{2}}{\sigma_{\text{low}}\sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_{\text{low}}^2}} \\ f_{X_{\text{high}}}(x) &= \frac{1}{\sigma_{\text{high}}\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu_{\text{high}})^2}{2\sigma_{\text{high}}^2}} \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

avec  $f_{X_{\text{low}}}$  et  $f_{X_{\text{high}}}$  les PDF des variables  $X_{\text{low}}$  et  $X_{\text{high}}$  respectivement. De part la convolution avec la fonction  $H$ , la constante de normalisation de la loi de  $X_{\text{low}}$  est la moitié de celle de la loi normale.

On note alors  $X$  la variable qui combine  $X_{\text{low}}$  et  $X_{\text{high}}$ , dont on définit la PDF,  $f$ , comme suit :

$$f(x) = pf_{X_{\text{low}}}(x) + (1-p)f_{X_{\text{high}}}(x) \quad (\text{B.2})$$

avec  $p$  un paramètre entre 0 et 1. Cette définition vérifie bien la propriété de normalisation. On va alors calculer les moments dont on peut définir la fonction génératrice comme :

$$M_X(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{tx} f(x) dx = pMX_{\text{low}}(t) + (p-1)MX_{\text{high}}(t) \quad (\text{B.3})$$

<sup>1</sup> $H(x) = 1$  si  $x > 0$ , 0 sinon

## B. Compléments à la calibration de la NectarCAM

---

Par définition le moment d'ordre  $i$  de la variable  $X$  vaut  $m_i = M_X^{(i)}(0)$ , on peut alors écrire le moment de  $X$  comme une combinaison des moments de  $X_{\text{low}}$  et  $X_{\text{high}}$ , comme suit :

$$m_i = pm_i^{\text{low}} + (1 - p)m_i^{\text{high}} \quad (\text{B.4})$$

Par définition la résolution du **SPE** se définit comme :

$$\text{res}^2 = \frac{m_2 - m_1^2}{m_1^2} \quad (\text{B.5})$$

Il nous faut donc exprimer simplement les moments d'ordre 1 et 2 des variables  $X_{\text{low}}$  et  $X_{\text{high}}$ . On a tout d'abord :

$$m_1^{\text{low}} = \frac{\sqrt{2}}{\sigma_{\text{low}}\sqrt{\pi}} \int_0^{+\infty} xe^{-\frac{x^2}{2\sigma_{\text{low}}^2}} dx = \frac{\sigma_{\text{low}}\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \quad (\text{B.6})$$

Ici l'intégrale se fait à partir de 0 grâce à la convolution avec la fonction  $H$ , elle se calcule simplement. Le moment d'ordre 2 se définit quant à lui comme :

$$\begin{aligned} m_2^{\text{low}} &= \frac{\sqrt{2}}{\sigma_{\text{low}}\sqrt{\pi}} \int_0^{+\infty} x^2 e^{-\frac{x^2}{2\sigma_{\text{low}}^2}} dx \\ &= \frac{\sqrt{2}}{\sigma_{\text{low}}\sqrt{\pi}} \times \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 e^{-\frac{x^2}{2\sigma_{\text{low}}^2}} dx \\ &= \sigma_{\text{low}}^2 \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Le passage de la première à la seconde ligne se fait en remarquant que la fonction intégrée est paire, on se rapporte donc au calcul de la variance de la loi normale.

La variable  $X_{\text{high}}$  suit simplement une loi normale, ainsi ses moments se définissent simplement comme :

$$\begin{aligned} m_1^{\text{high}} &= \mu_{\text{high}} \\ m_2^{\text{high}} &= \sigma_{\text{high}}^2 + \mu_{\text{high}}^2 \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

On a alors :

$$\begin{aligned} m_1 &= p \frac{\sigma_{\text{low}}\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} + (1 - p)\mu_{\text{high}} \\ m_2 &= p\sigma_{\text{low}}^2 + (1 - p)(\sigma_{\text{high}}^2 + \mu_{\text{high}}^2) \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

On voit alors que la résolution du **SPE** va pouvoir s'exprimer comme un polynôme en  $\sigma_{\text{low}}$ . On peut ainsi écrire :

$$a\sigma_{\text{low}}^2 + b\sigma_{\text{low}} + c = 0 \quad (\text{B.10})$$

avec

$$\begin{aligned} a &= \frac{2p^2}{\pi} - \frac{p}{\text{res}^2 + 1} \\ b &= \frac{2^{3/2}}{\sqrt{\pi}} p(1 - p)\mu_{\text{high}} \\ c &= (1 - p)^2 \mu_{\text{high}}^2 - \frac{(1 - p)(\sigma_{\text{high}}^2 + \mu_{\text{high}}^2)}{\text{res}^2 + 1} \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

B.1. Calcul de la paramétrisation du modèle d'ajustement du pic *SPE* à deux Gaussiennes

Cette équation admet une solution si  $\Delta = b^2 - 4ac \geq 0$ , auquel cas on a,

$$\sigma_{\text{low}} = \frac{-b \pm \sqrt{\Delta}}{2a} \quad (\text{B.12})$$

On peut, en se servant de l'équation B.11, et en isolant les termes associés à  $\sigma_{\text{high}}$  et  $\mu_{\text{high}}$ , exprimer  $\Delta$  de la forme :

$$\Delta = d\mu_{\text{high}} + e\sigma_{\text{high}}^2 \quad (\text{B.13})$$

avec

$$\begin{aligned} d &= \frac{8p^2(1-p)^2}{\pi} - \left( \frac{8p^2}{\pi} - \frac{4p}{\text{res}^2 + 1} \right) \left( (1-p)^2 - \frac{1-p}{\text{res}^2 + 1} \right) \\ e &= \frac{4(1-p)p}{\text{res}^2 + 1} \left( \frac{2p}{\pi} - \frac{1}{\text{res}^2 + 1} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

Avant de poursuivre il nous faut donc étudier le signe de  $d$  et  $e$  en fonction de  $p$  et  $\text{res}$ . La forme factorisée de  $e$  permet de facilement trouver ses racines par rapport à  $p$ , qui sont donc  $\{0, 1, p_1\}$  avec  $p_1 = \frac{\pi}{2(\text{res}^2 + 1)}$ . On a donc,

$$\forall p \in [0, 1], e \leq 0 \Leftrightarrow p \in [p_1, 1] \quad (\text{B.15})$$

Le signe de  $d$  par rapport à  $p$  est un peu plus complexe à déterminer, il faut tout d'abord exprimer sa forme factorisée qui s'écrit donc,

$$d = \frac{4p(1-p)}{\pi(\text{res}^2 + 1)} \left( p(2 - \pi) + \frac{\pi \text{res}^2}{\text{res}^2 + 1} \right) \quad (\text{B.16})$$

Les racines de  $d$  sont alors  $\{0, 1, p_2\}$  avec  $p_2 = \frac{\pi \text{res}^2}{(\text{res}^2 + 1)(2 - \pi)}$ . On a alors,

$$\forall p \in [0, 1], d \geq 0 \Leftrightarrow p \in [p_2, 1] \quad (\text{B.17})$$

En fonction de la valeur de  $\text{res}$ , on va avoir plusieurs situations :

- Si  $\text{res}^2 \leq \frac{\pi-2}{2}$  : dans ce cas on montre facilement que  $p_2 \leq 1$  et  $p_1 \geq 1$ .
- Si  $\text{res}^2 \geq \frac{\pi-2}{2}$  : dans ce cas on a alors  $p_2 \geq 1$  et  $p_1 \leq 1$ .

Ainsi, on peut définir  $p_{\text{max}}$  comme,

$$p_{\text{max}} = \begin{cases} \frac{\pi \text{res}^2}{(\text{res}^2 + 1)(2 - \pi)} & \text{si } \text{res}^2 \leq \frac{\pi-2}{2} \\ \frac{\pi}{2(\text{res}^2 + 1)} & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{B.18})$$

tel que  $\forall p \in [0, p_{\text{max}}], e \leq 0, d \geq 0$ . Les signes de  $e$  et  $d$  nous permettent donc de traduire la condition  $\Delta \geq 0$  par,

$$\Delta \geq 0 \Leftrightarrow \sigma_{\text{high}} \leq \sigma_{\text{high,max}} = \mu_{\text{high}} \sqrt{-\frac{d}{e}} \quad (\text{B.19})$$



Pour avoir un sens physique,  $\sigma_{\text{low}}$  se doit d'être positif, on peut facilement montrer que  $\forall p \in [0, p_{\text{max}}], a \geq 0$ . Ainsi, une deuxième condition peut s'écrire,

$$\begin{aligned} \sqrt{\Delta} \geq b &\Leftrightarrow \Delta \geq b^2 \\ &\Leftrightarrow \sigma_{\text{high}}^2 \geq \mu_{\text{high}}^2 \frac{-d + \frac{b^2}{\mu_{\text{high}}^2}}{e} \\ &\Leftrightarrow \sigma_{\text{high}} \geq \sigma_{\text{high},\text{min}} = \mu_{\text{high}} \sqrt{\frac{-d + \frac{b^2}{\mu_{\text{high}}^2}}{e}} \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

La première équivalence s'explique par le fait que  $b > 0$ .

Nous avons donc défini les différentes grandeurs décrites par l'équation 6 de [Caroff et al. \(2019\)](#), à la différence que notre définition de  $p_{\text{max}}$  est ici plus complète, car on ne fait plus l'hypothèse que la résolution soit systématiquement inférieure à  $\frac{\pi-2}{2} \simeq 0.55$ .

## B.2 Figures complémentaires dans le cadre de la calibration du gain avec l'ajustement du **SPE**

### B.2.0.1 Ajustement des données *flat-field-SPE* à 1400V avec les paramètres $p'$ et $n$ fixés

On trouvera dans cette partie les distributions reconstruites pour  $G_{\text{HG}}$  (fig. B.1), res (fig. B.2) et  $-2 \log L$  (fig. B.3).

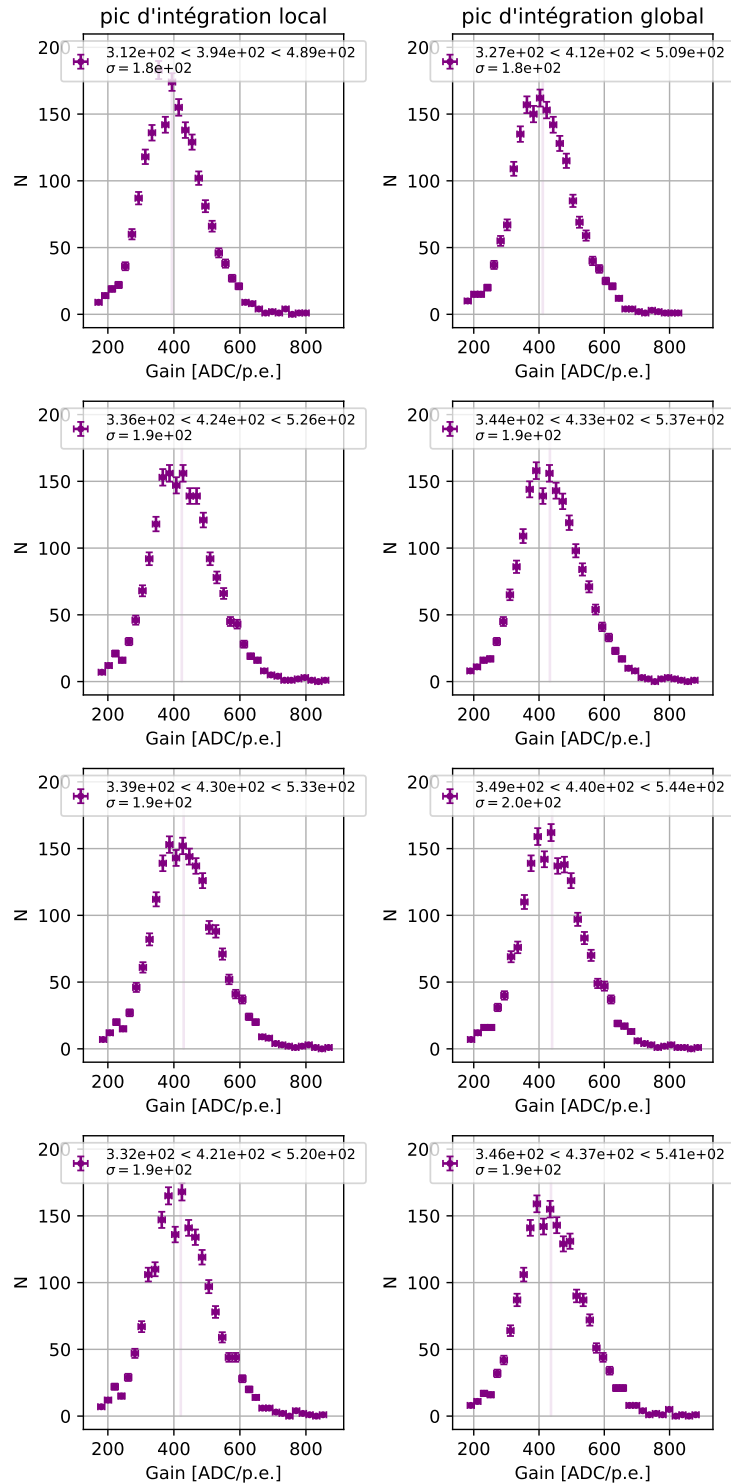
### B.2.0.2 Ajustement des données *flat-field-SPE* avec les paramètres $p'$ et $n$ fixés, ainsi que res à partir des données *flat-field-SPE* à 1400V

On trouvera dans cette partie les distributions reconstruites pour  $-2 \log L$  (fig. B.4).

### B.2.0.3 Ajustement des données *flat-field-SPE* avec les paramètres $p'$ et $n$ fixés, sans prendre en compte les données *flat-field-SPE* à 1400V

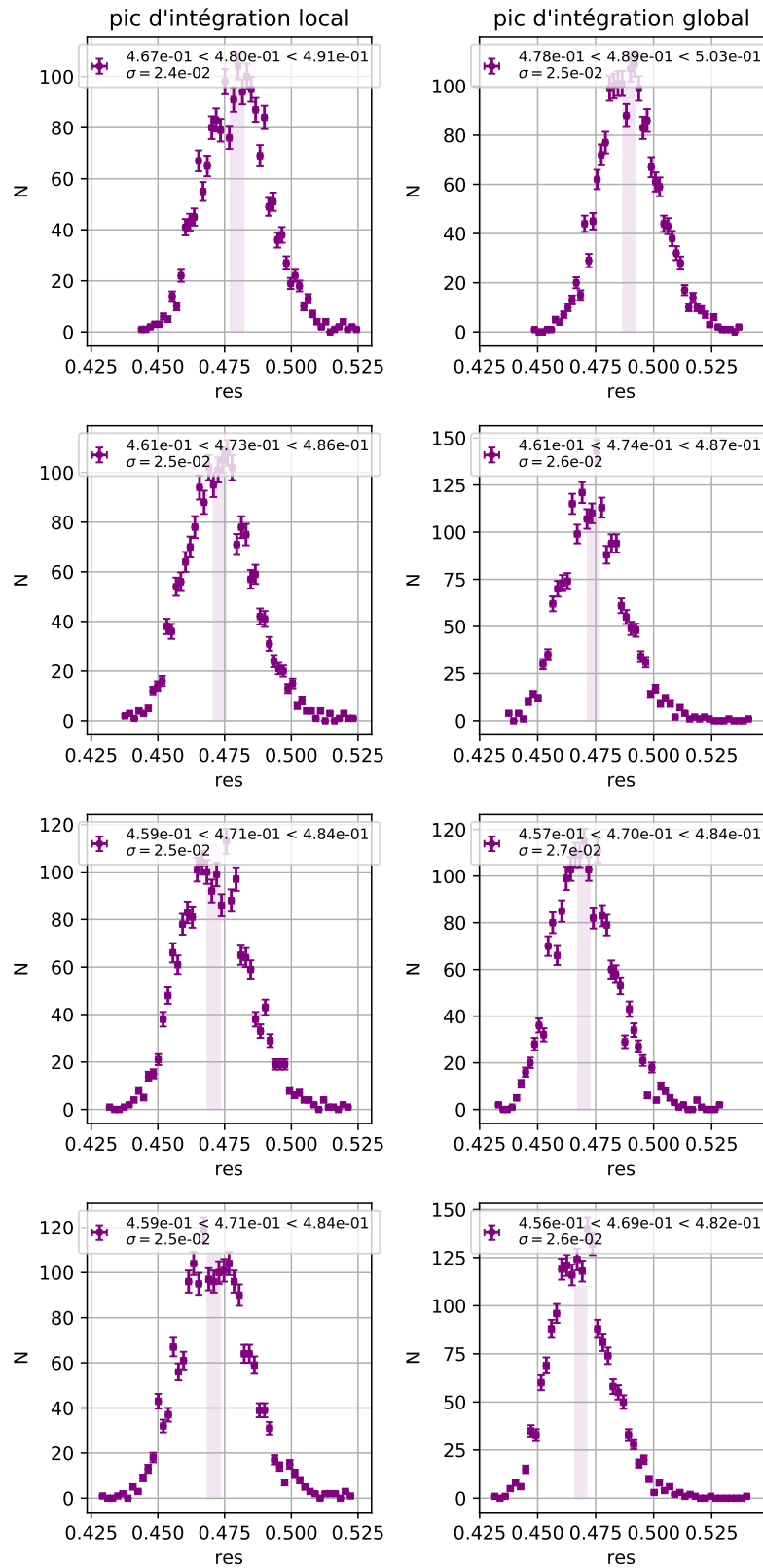
On trouvera dans cette partie la corrélation entre les distributions des résolutions calculées pour les données de type *flat-field-SPE* à 1400V avec  $p'$  et  $n$  fixés (voir fig. B.2) et celle pour les données *flat-field-SPE* (voir fig. 3.26) est indiquée sur la figure B.5.

B.2. Figures complémentaires dans le cadre de la calibration du gain avec l'ajustement du *SPE*



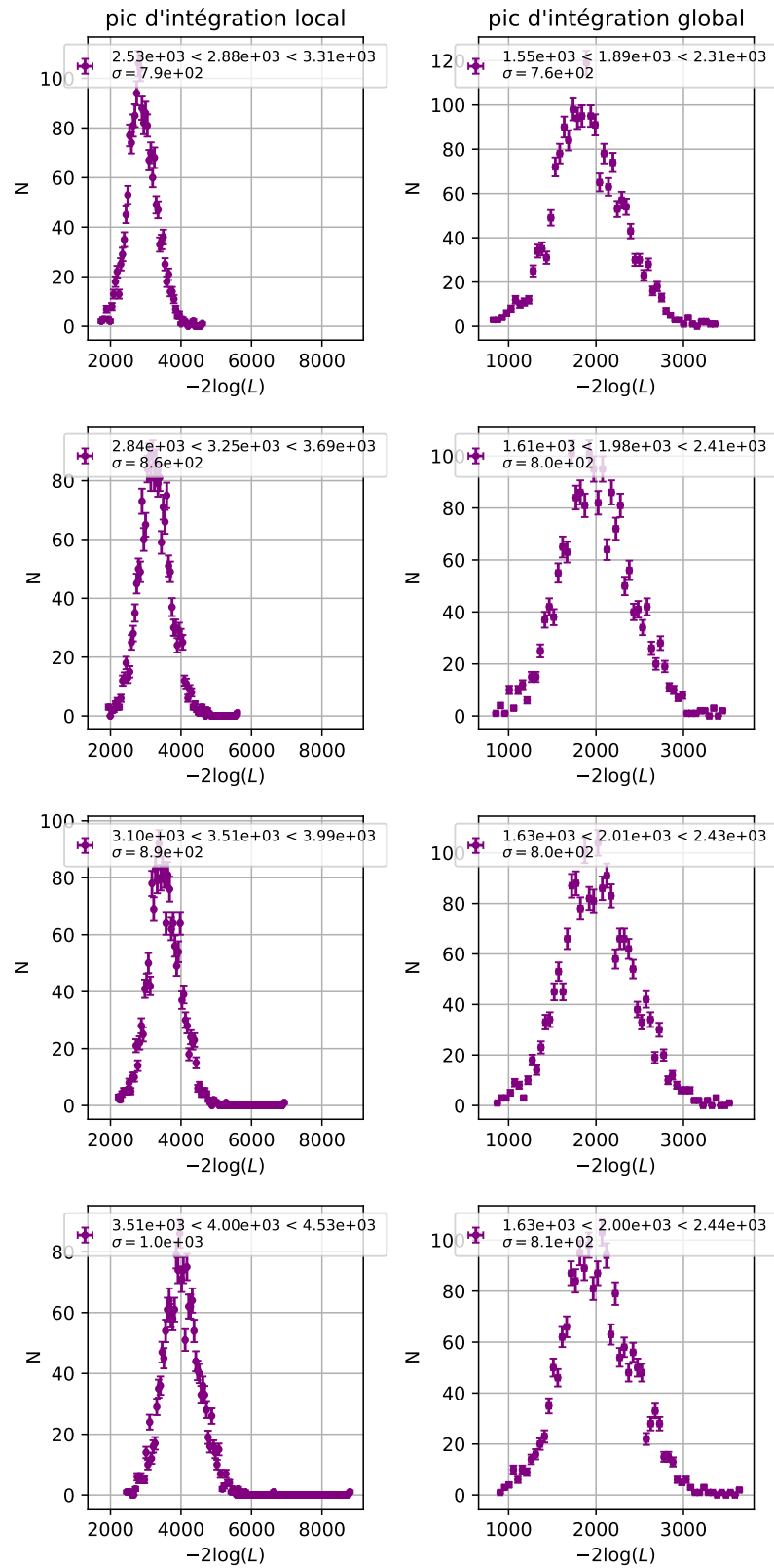
**Figure B.1:** Distribution de  $G_{HG}$  pour l'ajustement avec les paramètres  $p'$  et  $n$  fixés des données de type flat-field-SPE à 1400V. Par ailleurs, on compare ici deux méthodes d'extraction de charge, PL et PG de gauche à droite. De haut en bas on a des fenêtres d'intégration de 8, 9, 10 et 12 ns avec un décalage avant le pic de 4 ns. Sur chaque figure, la médiane ainsi que les 16- et 84-quantiles sont indiqués.  $\sigma$  représente la largeur entre ces quantiles. Une bande violette transparente centrée sur les distribution indique la largeur typique des erreurs sur la grandeur reconstruite, issue du profil de vraisemblance.

## B. Compléments à la calibration de la NectarCAM



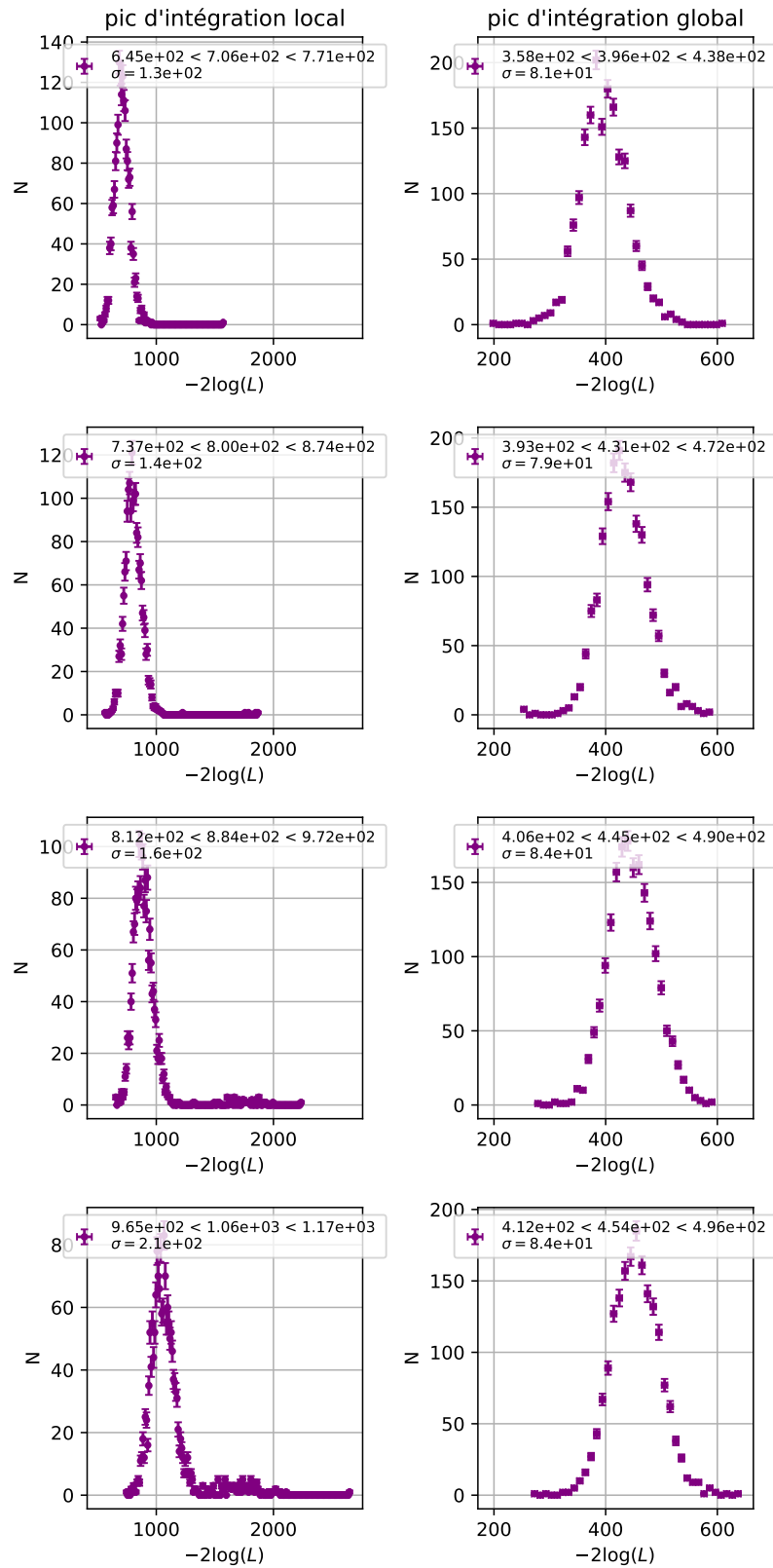
**Figure B.2:** Distribution de res pour l'ajustement avec les paramètres  $p'$  et  $n$  fixés des données de type flat-field-SPE à 1400V. La description de la figure est la même que pour la figure B.1

B.2. Figures complémentaires dans le cadre de la calibration du gain avec l'ajustement du *SPE*



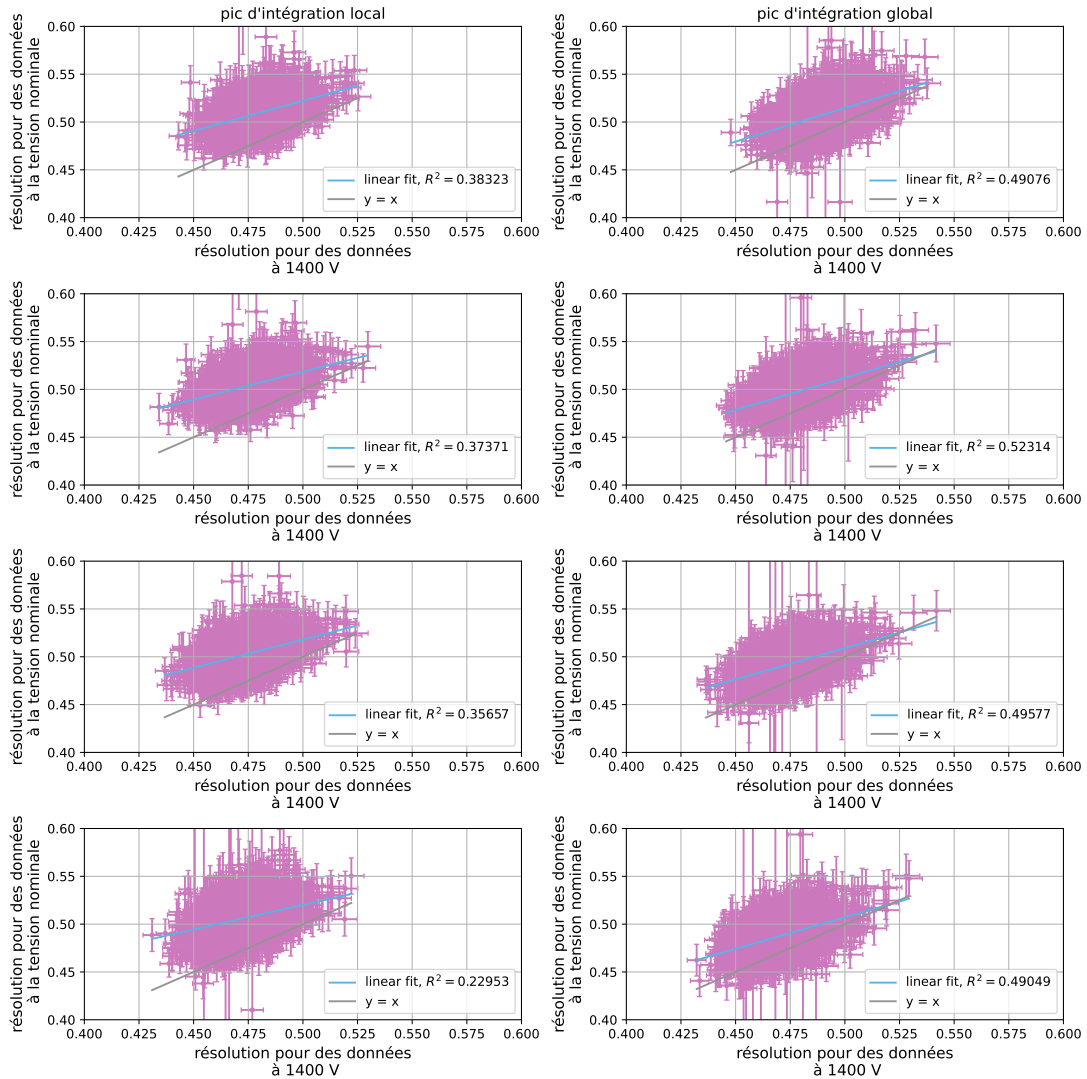
**Figure B.3:** Distribution de  $-2\log L$  pour l'ajustement avec les paramètres  $p'$  et  $n$  fixés des données de type flat-field-SPE à 1400V. La description de la figure est la même que pour la figure B.1

## B. Compléments à la calibration de la NectarCAM



**Figure B.4:** Distribution de  $-2\log L$  pour l'ajustement à la tension nominale combinée avec les données à 1400 V. La description de la figure est la même que pour la figure B.1

B.2. Figures complémentaires dans le cadre de la calibration du gain avec l'ajustement du *SPE*



**Figure B.5:** Corrélation entre la résolution du *SPE* calculée pour les données flat-field-*SPE* à 1400V et flat-field-*SPE*. Les points en rose représentent les valeurs calculées pour chacun des pixels, avec l'erreur associée sur la reconstruction du paramètre. La droite d'équation  $y=x$  est indiquée en gris. En bleu on voit un ajustement linéaire fait sur les points roses, avec le coefficient de corrélation. De gauche à droite, on trouve les méthodes d'extraction de charge *PL* et *PG*, avec de haut en bas les fenêtres d'intégration de 8, 9, 10 et 12 ns.



# Étude comparative des analyses 1D et 3D appliquées au blazars

Dans cette annexe nous allons comparer les deux méthodes d'analyse des évènements de type  $\gamma$  en astronomie Čerenkov, à savoir la méthode historique 1D basée sur l'évaluation du signal et du fond hadronique dans deux régions différentes du champ de vue, et la méthode 3D qui utilise un modèle du fond hadronique.

## C.1 Modèle d'éruption empirique

Un modèle simple d'éruption est décrit par un spectre en loi de puissance défini comme suit :

$$\Phi(E) = \Phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (\text{C.1})$$

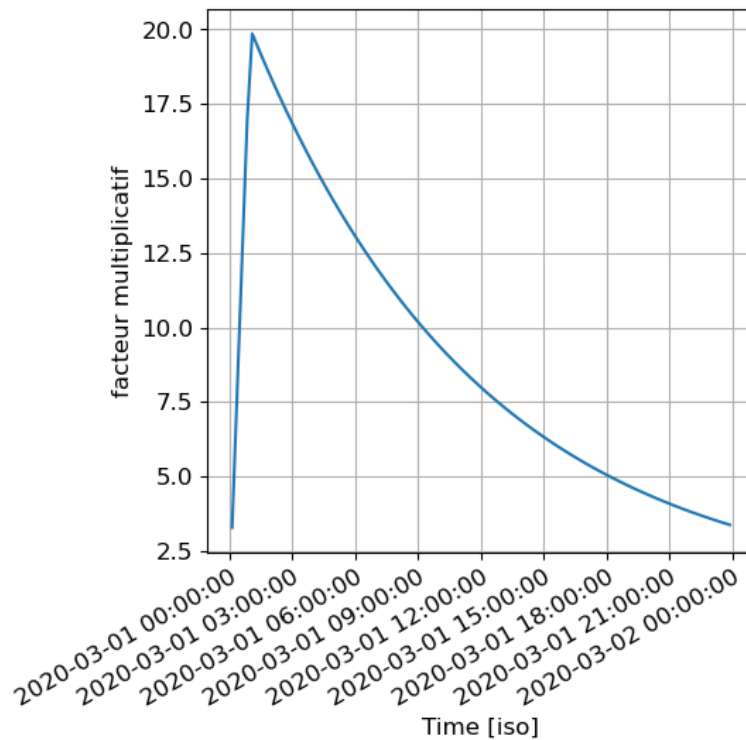
où  $\Phi(E)$  est le flux différentiel à l'énergie  $E$ ,  $\Phi_0 = \Phi(E_0)$ ,  $\Gamma$  est l'indice de photon de la source et  $E_0$  l'énergie de référence qui est ici fixée à 400 GeV. Pour inclure une variation temporelle du flux, l'éruption est modélisée très simplement avec une montée linéaire suivie d'une décroissance exponentielle comme le montre la figure C.1. Le flux différentiel est ainsi décrit par la relation suivante :

$$\Phi(E, t) = \begin{cases} \Phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \times \alpha \frac{t}{t_0}, & \text{si } t < t_0 \\ \Phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \times \alpha \exp\left(\frac{t-t_0}{t_{\text{ref}}}\right), & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

où  $\alpha$  représente le facteur d'amplification,  $t$  est le temps et est à zéro au début de l'éruption.  $t_0$  est l'instant du maximum de l'éruption et  $t_{\text{ref}}$  représente le temps caractéristique de décroissance exponentielle.

Dans la suite nous fixerons  $t_{\text{ref}} = 11$  h,  $t_0 = 60$  min et  $\alpha = 20$ . Concernant les caractéristiques spectrales, nous utiliserons  $\Phi_0 = 3.10^{-12} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{TeV}^{-1}$  avec  $E_0 = 400$  GeV, l'indice de photon  $\Gamma$  de la source sera fixé à 3. Ces propriétés sont basées sur celles du blazar BL Lac ([Abdollahi et al. \(2020\)](#), [Albert et al. \(2007\)](#), [Abeysekara et al. \(2018\)](#), [Arlen et al. \(2013\)](#)).





**Figure C.1:** Modèle temporel empirique d'éruption pour la comparaison des analyses 1D et 3D, la courbe représente le terme de droite dans l'équation C.2 avec  $t_{\text{ref}} = 11$  h,  $t_0 = 60$  min et  $\alpha = 20$ . L'éruption commence le 01/03/2020 et on affiche ici la décroissance sur 24h.

## C.2 Simulations et résultats

*Remarque :* les détails du processus de simulation et reconstruction avec [GAMMAPY](#) sont survolés ici mais sont détaillés dans la section dédiée 4.4

Avec [GAMMAPY](#) version 0.18.2 ([Deil et al., 2021](#)), nous simulons alors une série de 12 observations de 30 min d'exposition, en utilisant les réponses instrumentales publiques (IRF<sup>1</sup>) de [CTAO \(Observatory and Consortium, 2021\)](#). Les effets induits par l'angle zénithal d'observation ne sont ici pas pris en compte, ainsi, seulement les IRF intermédiaires, c'est-à-dire à 40 degrés, sont utilisées. En effet, comme présenté dans le chapitre 2, l'angle zénithal d'observation va influencer sur le seuil de détection en énergie, mais ne va pas induire d'effet significatif entre les méthodes de reconstruction 1D et 3D. Le site nord de [CTAO](#) étant spécifiquement construit pour faire de l'étude extragalactique, les simulations sont effectuées avec les IRF correspondant au cite nord, dans sa configuration alpha, c'est à dire avec 4 LST et 9 MST.

[GAMMAPY](#) est utilisé à la fois pour simuler les évènements  $\gamma$  détectés par [CTAO](#) ainsi que la reconstruction des propriétés spectrales de la source. Pour la simulation, le modèle défini dans la section précédente (C.1) est convolué avec les IRF et il est alors possible d'avoir une estimation du nombre d'évènements  $\gamma$  issus de la source mais aussi du fond. En considérant le régime statistique Poissonien qui régit les

<sup>1</sup>de l'anglais *instrumental response function*

observations en astronomie Čerenkov, il est possible de faire un tirage aléatoire du nombre d'évènements  $\gamma$  détectés (voir 4.4.4). Ensuite, les deux analyses sont appliquées pour reconstruire tout d'abord un nombre d'évènements en excès. Pour la méthode 1D, le fond est directement estimé à partir des données par une analyse spatiale du champ de vue (Cf. 2.3.3), alors que pour la méthode 3D on utilise un modèle de fond. Ici le modèle de fond est simplement une composante uniforme à la fois en énergie et spatialement qui est ajoutée au modèle de source et dont la normalisation est ajustée lors de la reconstruction spectrale. On peut alors pour chacune des méthodes reconstruire un taux d'excès présenté sur la figure C.3. Pour estimer les erreurs sur les quantités reconstruites pour chacune des observations de 30 min, 100 tirages sont effectués et on définit les barres d'erreur comme l'écart type des distributions des nombres d'excès reconstruits.

La figure C.3 nous indique tout d'abord une cohérence entre les excès reconstruits pour les deux méthodes, à la fois en valeur mais aussi en erreurs. Les résidus sont contenus en dessous de 2%.

Pour quantifier la détection de variabilité entre les deux méthodes, un rapport de vraisemblance est utilisé pour calculer une significativité. L'hypothèse  $H_1$  représente ici le modèle avec une éruption. En revanche ici, l'hypothèse  $H_0$  n'est pas simplement définie comme l'absence de signal, comme ce qui est habituellement fait quand on cherche à associer un niveau de confiance à la détection d'une source (voir l'équation 4.12), mais plutôt comme le signal associé à la source dans son état stationnaire, c'est à dire le signal directement issu d'une source dont le spectre est défini par l'équation C.1. Cette démarche permet de directement associer un niveau de confiance à la détection de variabilité et non la détection d'une source en tant que telle. On définit donc la significativité comme suit :

$$\sigma = \sqrt{-2 \log \frac{L_{H_1}(X)}{L_{H_0}(X)}} \quad (\text{C.3})$$

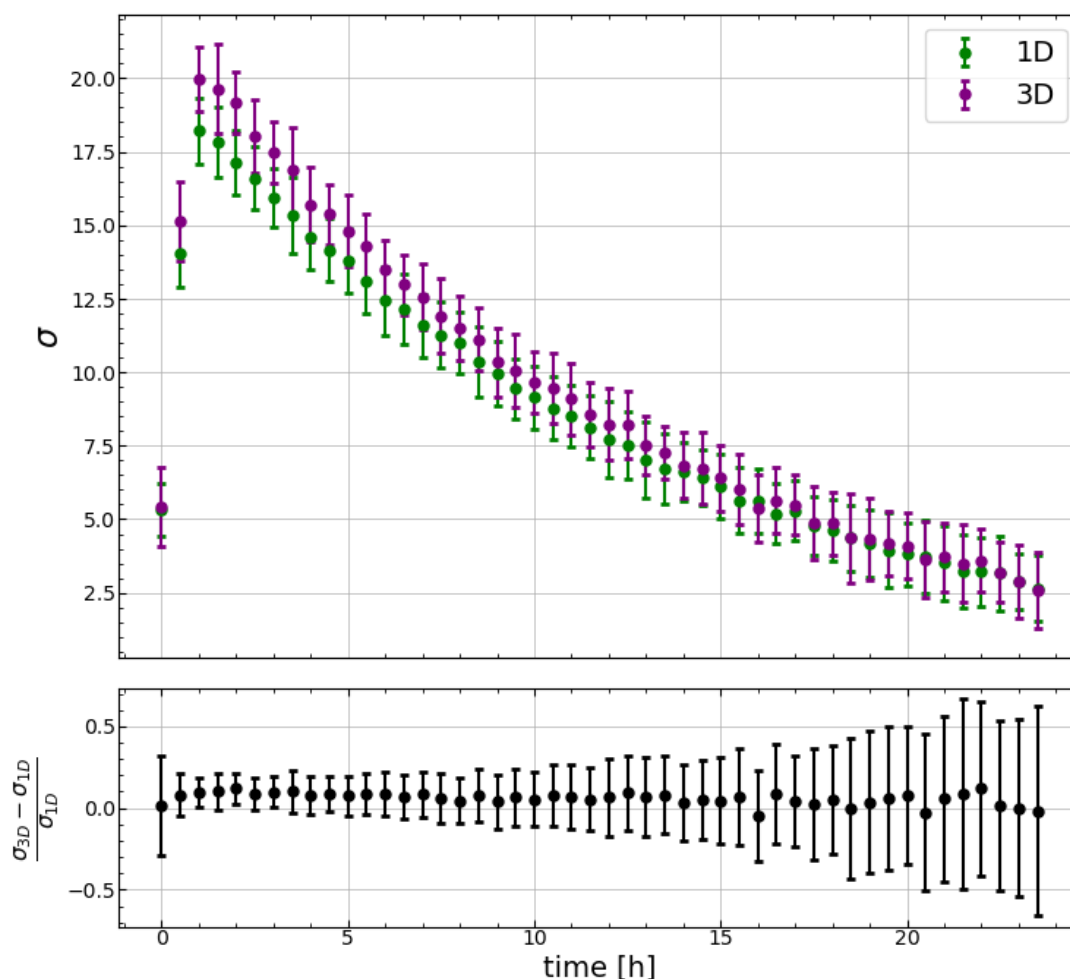
où  $X$  représente l'observation.

Il est alors possible de calculer cette significativité pour les analyse 1D et 3D qui est alors présentée sur la figure C.2. On peut voir que la significativité pour méthode 3D est en moyenne sensiblement meilleure, de l'ordre de 10%, mais les erreurs noient complètement cette différence et rendent les résidus compatibles avec 0.

L'étude ici présente a été poussée plus loin en observant un spectre avec un indice de photon  $\Gamma$  plus mou (de 4 à 5) et avec une normalisation en flux  $\Phi_0$  de  $1.10^{-15}$ ,  $1.10^{-13}$ ,  $1.10^{-12}$  et  $1.10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$ . La durée des éruption a aussi été sondée avec  $t_{\text{ref}}$  égale à 2, 6, 11 et 24h. De même, nous faisons varier  $\alpha$  en le fixant à 0.1, 5, 20 et 100. Nous avons alors fait la reconstruction avec les méthodes 1D et 3D comme évoqué précédemment, pour finalement reconstruire une courbe de significativité définie par l'équation C.3. On peut alors comparer les courbes obtenues par la méthode 1D et 3D en regardant simplement l'écart relatif, noté  $\sigma_{1D-3D}$  entre la significativité intégrée, sur l'ensemble de l'éruption, qui se définit comme suit :

$$\frac{\int \sigma_{1D} dt - \int \sigma_{3D} dt}{\int \sigma_{1D} dt} \quad (\text{C.4})$$

### C. Étude comparative des analyses 1D et 3D appliquées au blazars

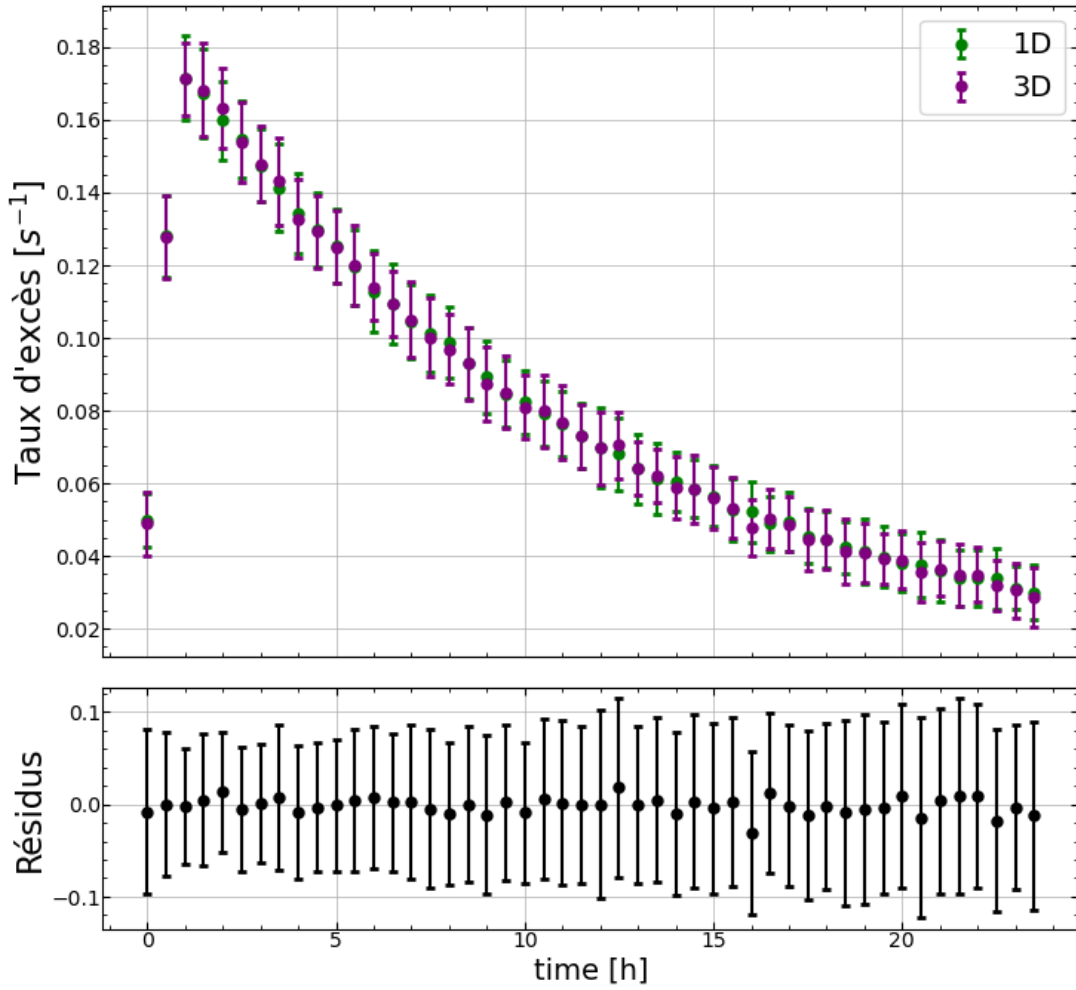


**Figure C.2:** Significativité reconstruite pour les analyses 1D et 3D, les points verts correspondent à la méthode 1D et ceux en violet sont associés à la méthode 3D. Dans la partie inférieure, on voit en noir les résidus définis comme la différence relative entre les significativités 1D et 3D.

On obtient alors, pour chaque combinaison des paramètres  $\Phi_0$ ,  $\Gamma$ ,  $\alpha$  et  $t_{\text{ref}}$  explorés, une valeur de cet estimateur, qui sont alors représentées sur la figure C.4. On peut alors typiquement voir que l'analyse 3D est sensiblement meilleure (marquée par les zones plus bleues), de l'ordre de 5%, lorsque  $\alpha$  et  $\Phi_0$  sont grands. Cet effet semble plus marqué par un durcissement du spectre. Cela signifie que la méthode 3D est sensiblement meilleure pour des observations d'éruption particulièrement intenses. La durée  $t_{\text{ref}}$  ne semble pas avoir d'impact sur les comparaisons 1D et 3D.

Le facteur de 5% est à utiliser avec précaution, en effet en réalisant une centaine de réalisations de la même éruption définie par un jeu de paramètres, cette valeur est bien souvent noyée par les incertitudes statistiques.

De plus, on voit que la convergence de l'analyse 3D est souvent moins bonne que l'analyse 1D, qui par construction est un méthode plus simple. On peut pour cela regarder la courbe de significativité calculée pour  $\Phi_0 = 1.10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$ ,



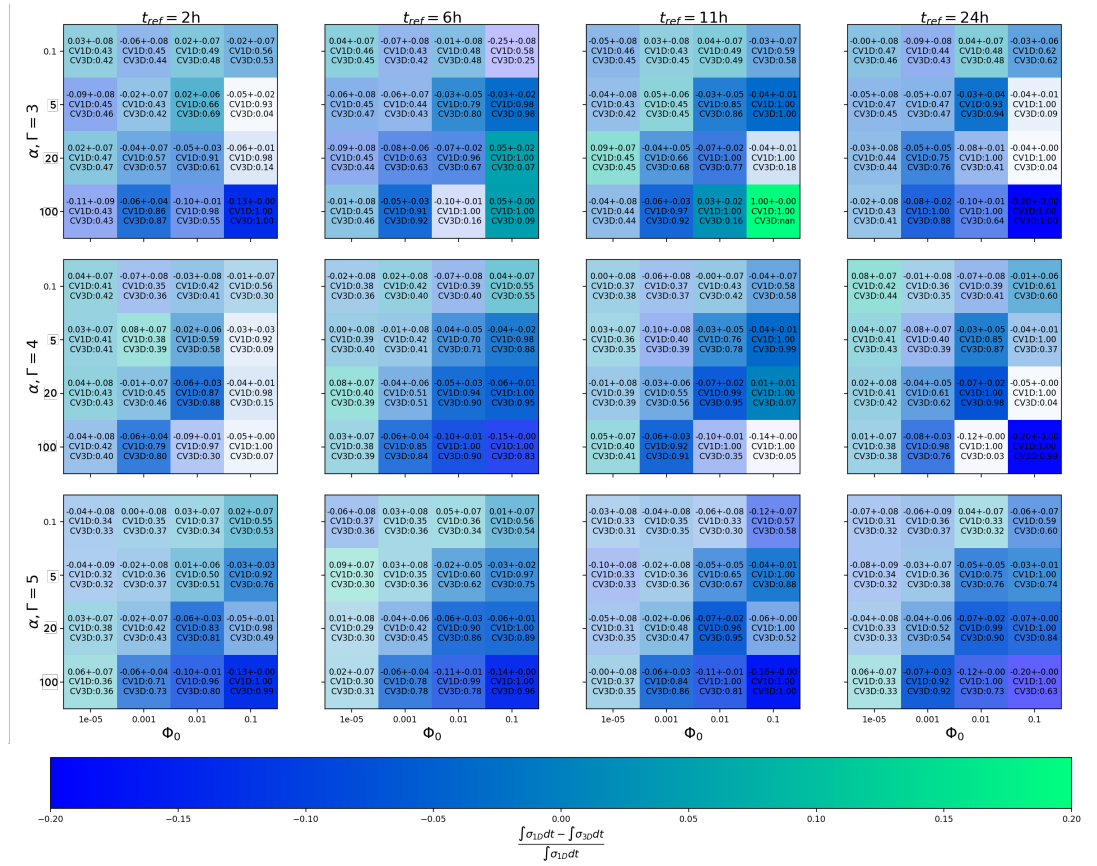
**Figure C.3:** Taux d'excès reconstruit pour les analyses 1D et 3D, les points verts correspondent à la méthode 1D et ceux en violets sont associés à la méthode 3D. Dans la partie inférieure, on voit en noir les résidus définis comme la différence relative entre les excès reconstruits avec les méthodes 1D et 3D<sup>2</sup>.

$\alpha = 100$ ,  $\Gamma = 4$  et  $t_{\text{ref}} = 11$  h sur la figure C.5. On voit qu'à cause de sa mauvaise convergence, l'incertitude statistique de la méthode 3D est très grande par rapport à celle associée à la méthode 1D.

Nous avons souhaité faire la même étude mais avec un indice de photon variable au cours de l'éruption, pour se rapprocher des observations physiques, qui indiquent un comportement de durcissement du spectre lorsque le flux est élevé (H. E. S. S. Collaboration et al. (2010), Kapanadze et al. (2014), voir chapitre 5). Pour ce faire nous avons donc modélisé notre éruption en remplaçant la valeur de  $\Gamma$  dans l'équation par une expression qui vaut 5 au début de l'éruption, qui croît linéairement en fonction du temps pour atteindre 2 au maximum de l'éruption. L'indice décroît ensuite linéairement sur le temps caractéristique  $t_{\text{ref}}$ . Nous obtenons alors la figure

<sup>2</sup>qui se définit donc comme  $\frac{N_{\text{ex}}^{3D} - N_{\text{ex}}^{1D}}{N_{\text{ex}}^{3D}}$

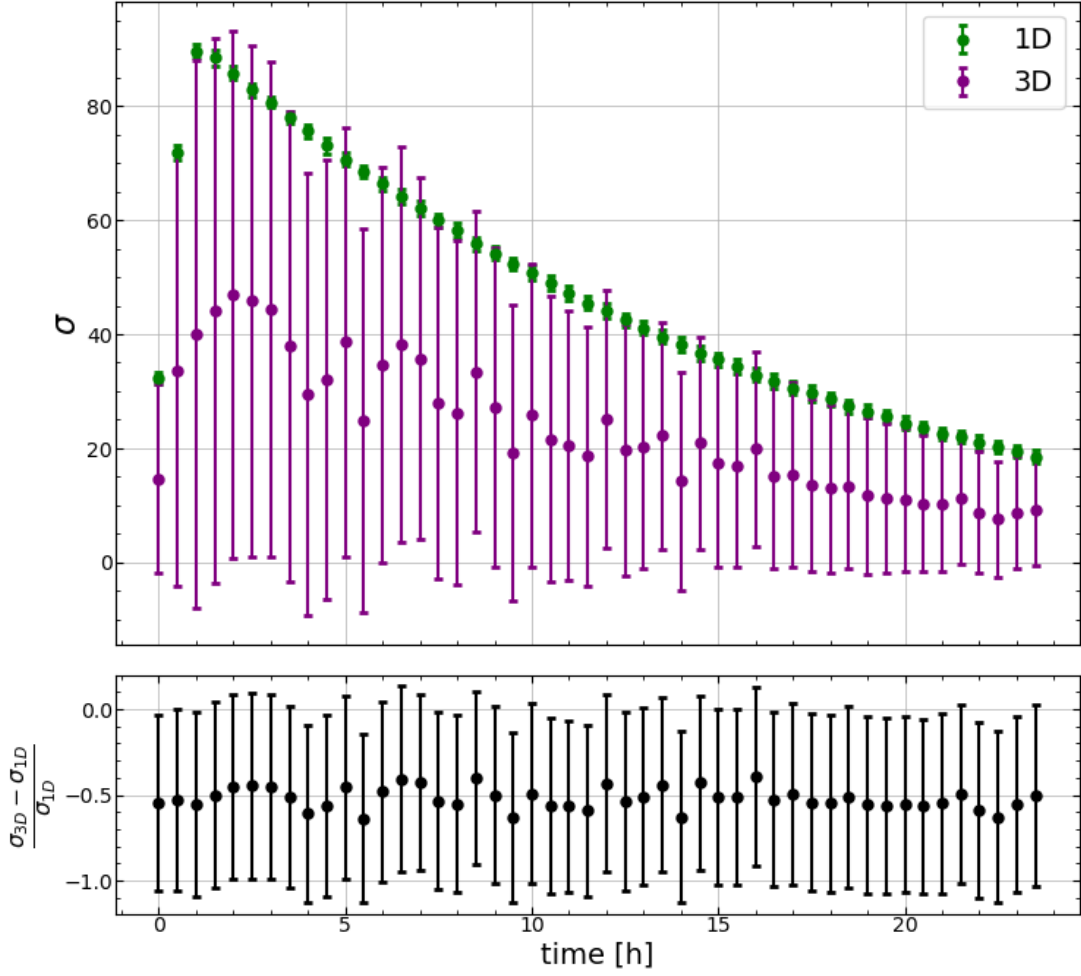
## C. Étude comparative des analyses 1D et 3D appliquées au blazars



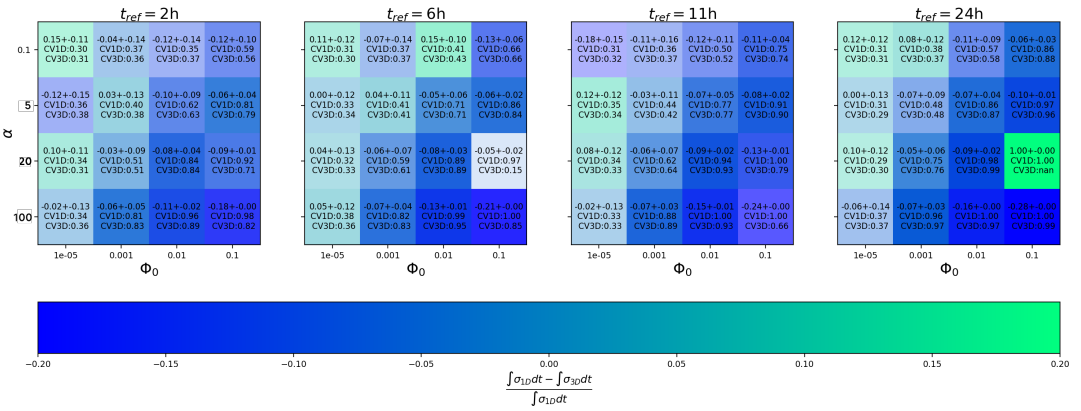
**Figure C.4:**  $\sigma_{1D-3D}$  pour les différentes valeurs de  $\Phi_0$ ,  $\Gamma$ ,  $\alpha$  et  $t_{ref}$ . La couleur indique les valeurs de  $\sigma_{1D-3D}$ . On représente ici 12 matrices 4 par 4 pour représenter l'espace des paramètres à 4 dimensions, de haut en bas l'indice de photon varie de 3 à 5, et de gauche à droite la durée

C.6, les conclusions sont alors exactement les mêmes que celles faites avec  $\Gamma$  fixe.

Pour conclure, nous avons ici pu montrer que les méthodes d'analyse 1D et 3D présentent bien souvent des performances similaires pour l'étude de la variabilité des blazars. Bien que pour des niveaux de flux élevés, dans certain cas la méthode 3D présente statistiquement une amélioration, de l'ordre de 5 à 10 pourcent, sa difficulté à converger ainsi que son besoin plus grand en ressources ainsi qu'en temps de calcul (d'un facteur d'environ 35) ne permet pas d'affirmer qu'il soit rentable d'utiliser cette méthode face à la méthode 1D. Pour l'étude des AGN, la méthode d'analyse 1D sera donc la méthode favorite, il sera évidemment possible d'utiliser la méthode 3D dans un second temps, par exemple dans des cas où un résultat obtenu avec la méthode 1D serait significativement un peu faible.



**Figure C.5:** Significativité reconstruite pour les analyses 1D et 3D pour un cas de mauvaise convergence de la méthode 3D, avec  $\Phi_0 = 1.10^{-13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{TeV}^{-1}$ ,  $\alpha = 100$ ,  $\Gamma = 4$  et  $t_{\text{ref}} = 11$ . La description de la figure est la même que pour la figure C.2



**Figure C.6:**  $\sigma_{1D-3D}$  pour les différentes valeurs de  $\Phi_0$ ,  $\alpha$  et  $t_{\text{ref}}$  avec un indice de photon  $\Gamma$  corrélé avec le flux. La description de la figure est la même que celle de la figure C.4.



## Caractérisation des estimateurs de validité d'ajustement spectral $G$ et $G_{\text{bande}}$ grâce aux données simulées du comportement long-terme des blazars

Nous décrivons la méthode appliquée pour caractériser au mieux nos estimateurs de qualité des reconstructions, appelés<sup>1</sup>  $G$  et  $G_{\text{bande}}$ , ainsi que la qualité des LC reconstruites.

### D.1 Caractérisation de l'estimateur $G$

Tout d'abord nous avons souhaité vérifier l'hypothèse disant que le TS défini par l'équation 4.14 suit un  $\chi^2$  avec  $n - m$  degrés de liberté. Pour avoir une estimation non biaisée de la distribution des valeurs de  $TS_{\text{valide}}$ , nous avons combiné les 20 ans de simulations pour l'ensemble des sources du programme long terme listées dans 5.1. En revanche, afin d'étudier la validité du TS par rapport au nombre de degrés de liberté du problème noté  $m - n$ , les distributions sont calculées à  $m - n$  fixé. On obtient alors la figure D.1 où on peut voir que le TS suit bien un  $\chi^2$  avec le nombre de liberté attendu. Il est assez difficile de la vérifier pour  $n - m < 3$  par manque de statistique, car peu d'ajustements présentent finalement ces caractéristiques. En revanche on peut noter une certaine déviation pour  $n - m > 7$ , ce qui invalide l'hypothèse dans ce cas.

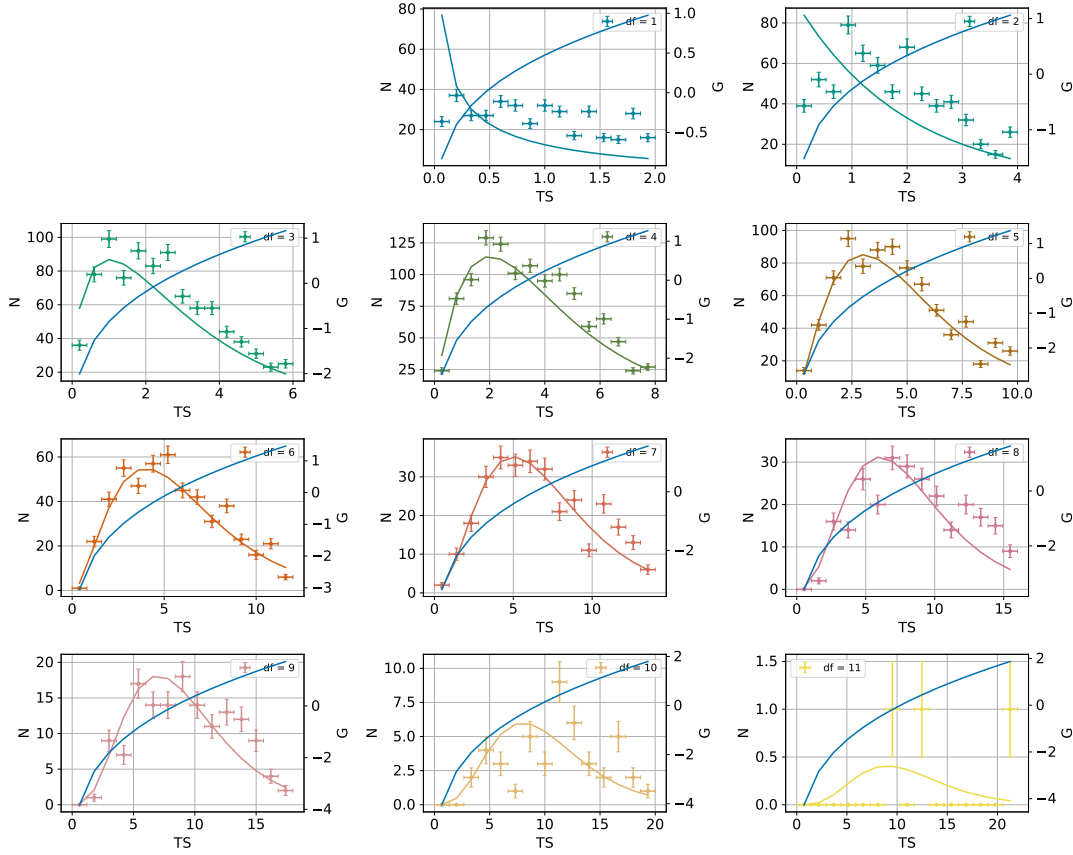
Dans un second temps il est intéressant de vérifier que l'estimateur  $G$  est statistiquement distribué de façon cohérente. Par construction une valeur de 0 correspond à un ajustement parfait alors que la qualité de l'ajustement va se dégrader plus la valeur de  $G$  s'éloignera de 0. On s'attend donc à ce que statistiquement  $G$  soit distribué symétriquement autour de zéro (pas forcément de manière normale). On obtient alors un ensemble de distributions qu'on peut voir sur la figure D.2. On voit que pour  $n - m < 3$  ainsi que pour  $n - m > 7$  les distributions ne sont pas centrées en 0. Cette remarque est corrélée avec ce que nous avons remarqué plus haut au regard

---

<sup>1</sup>pour *goodness of fit*



#### D. Caractérisation des estimateurs de validité d'ajustement spectral $G$ et $G_{\text{bande}}$ grâce aux données simulées du comportement long-terme des blazars



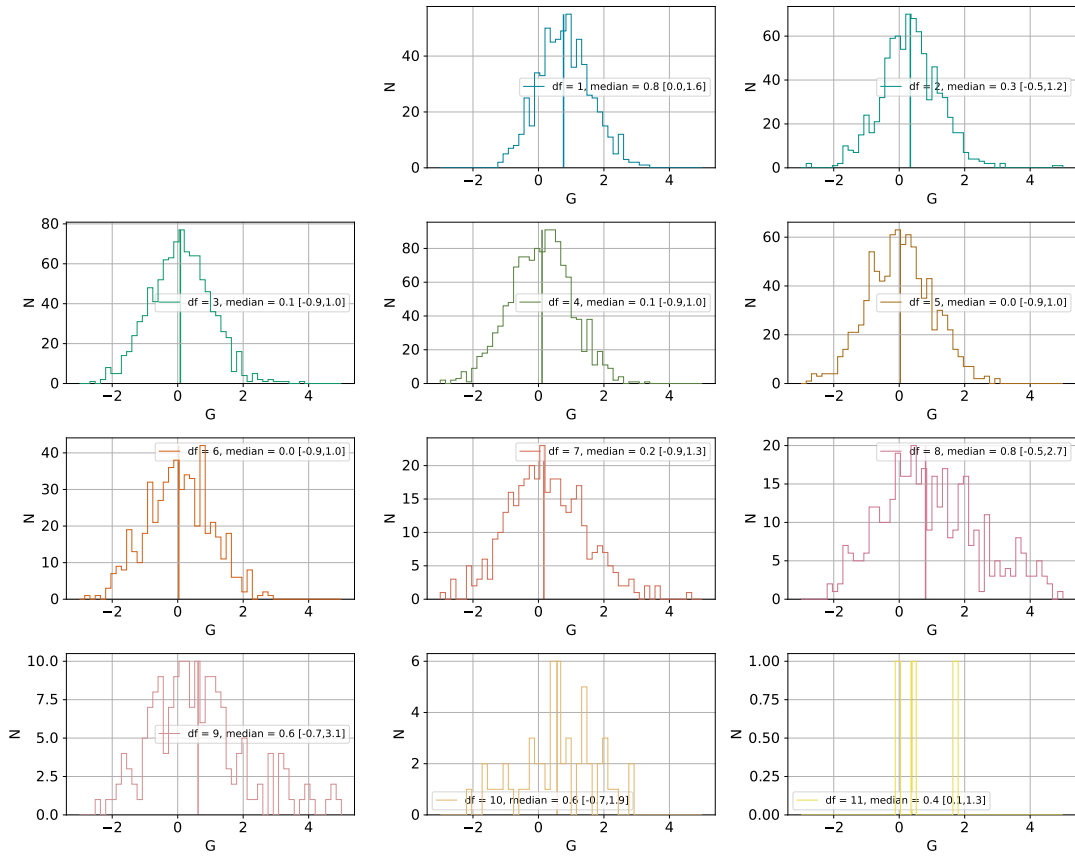
**Figure D.1:** Distribution de  $TS_{\text{valide}}$ , le  $TS$  relatif à la validité des ajustements spectraux, pour l'ensemble des sources avec 20 ans de données pour les différentes valeurs du nombre de degrés de liberté  $df = m - n$ , marquées par les changements de couleurs. Sur chaque figure on peut voir un histogramme qui correspond à la distribution du  $TS$ , l'axe de droite représente la valeur de  $G$ , représentée par la ligne bleue, en fonction de la valeur du  $TS$ .

de la figure D.1. Dans ces cas, l'estimateur n'est donc pas très robuste. Cela correspond à des cas d'ajustements sur-contraints et sous-contraints respectivement. C'est pourquoi dans la suite, nous nous intéresserons donc aux cas tels que  $2 < n - m < 8$  pour déterminer des coupures possibles sur  $G$ .

Dans le souci de quantifier un domaine acceptable aux valeurs que peut prendre  $G$ , et ainsi être capable de rejeter des ajustements de manière non biaisée, nous avons utilisé un résidu réduit, défini par l'équation suivante :

$$R_r = \frac{\tilde{\Phi}_{\text{data}} - \tilde{\Phi}_{\text{model}}}{\sigma_{\tilde{\Phi}_{\text{data}}}} \quad (\text{D.1})$$

où  $\sigma_{\tilde{\Phi}_{\text{data}}}$  représente l'erreur sur le flux intégré reconstruit. Idéalement, si la reconstruction ne présente pas de biais la distribution de  $R_r$  doit être centrée en zéro. De plus, celle-ci doit être une Gaussienne de largeur 1 si l'estimation de l'erreur  $\sigma_{\tilde{\Phi}_{\text{data}}}$  est faite correctement. On peut voir sur la figure D.3 pour  $n - m < 3$  ainsi que pour  $n - m > 7$  la distribution est légèrement biaisée, ce qui va de paire avec l'observation

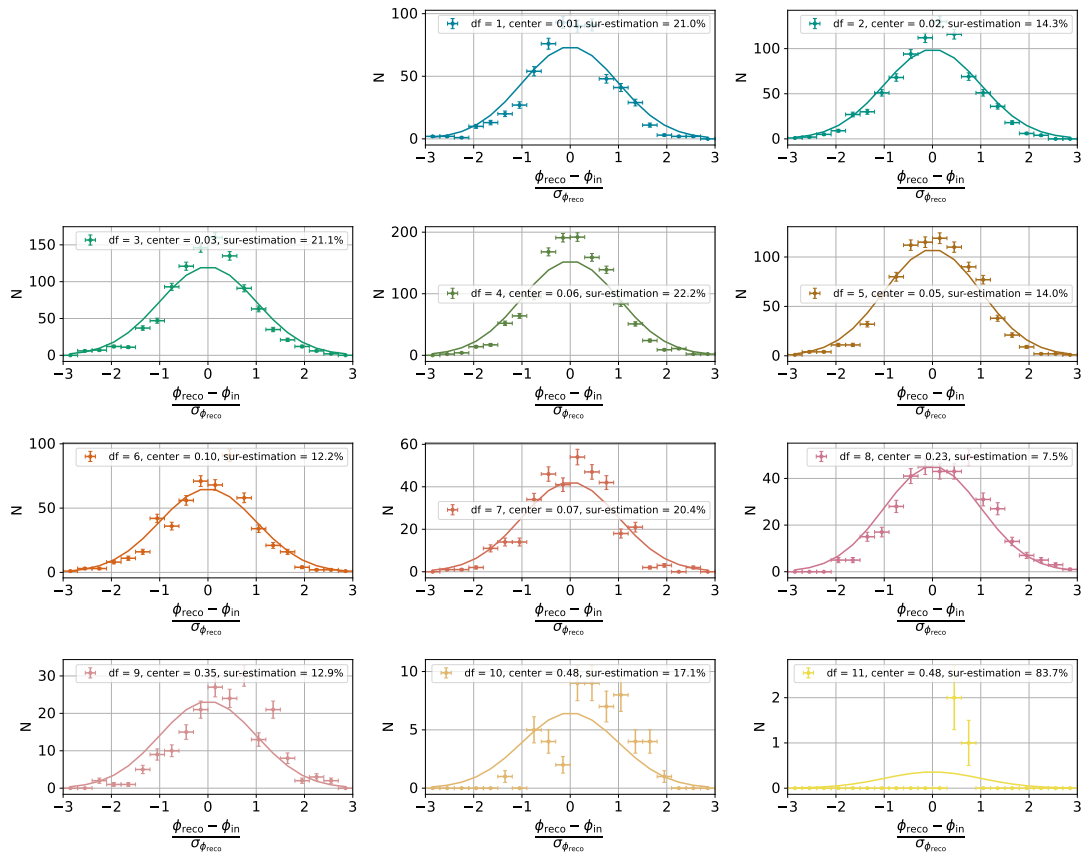


**Figure D.2:** Distribution de l'estimateur  $G$  pour l'ensemble des sources avec 20 ans de données pour les différentes valeurs du nombre de degrés de liberté  $m - n$ . Chaque panneau correspond à une valeur de  $m - n$ , marquées par les changements de couleurs.

faite sur la distribution de  $G$  sur la figure D.2. De plus, en comparant les largeurs des distributions par rapport à 1, on peut voir que les erreurs sont systématiquement légèrement surestimées.

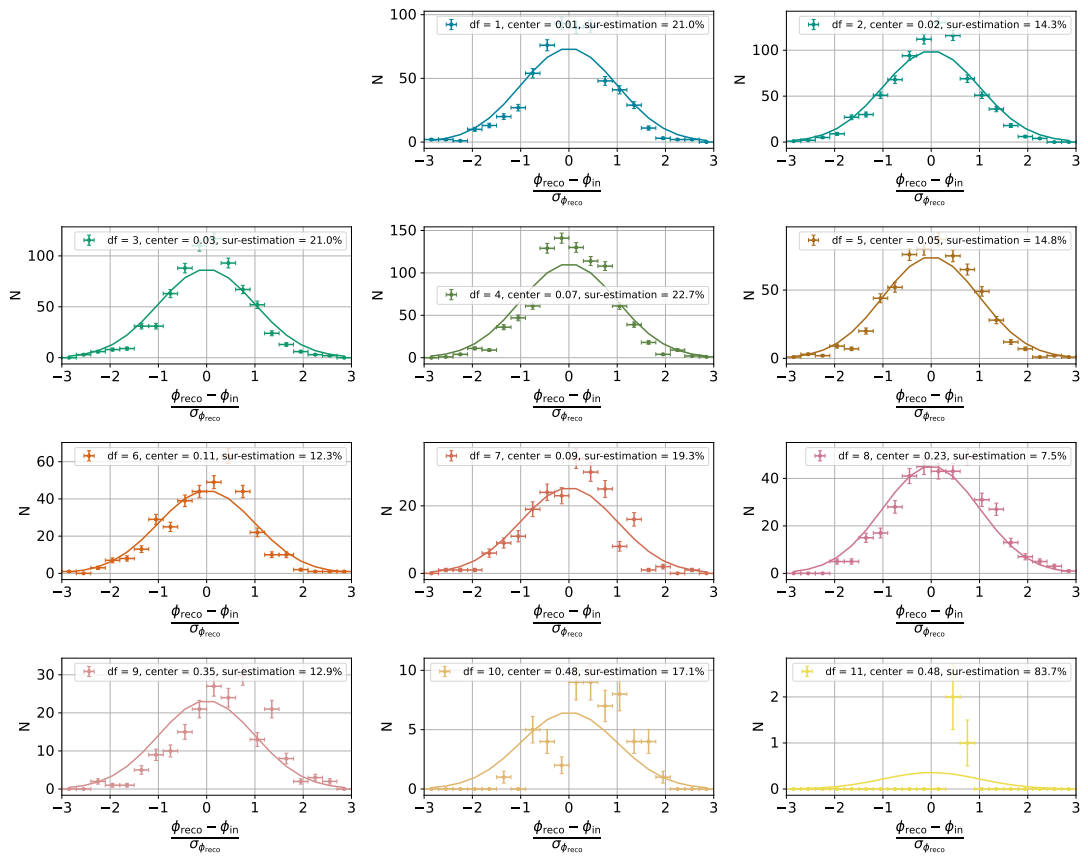
Au regard de la figure D.2, nous avons décidé d'appliquer une coupure pour rejeter les ajustements qui présentent  $|G| > 1$ , cette valeur est aussi déterminée afin de rejeter un minimum d'observation et rester le plus conservatif possible, ici cette coupure permet de rejeter moins de 20% des observations. De cette manière on obtient les distributions de  $R_r$  après coupures qui sont présentées sur la figure D.4, on peut alors voir qu'en comparaison à la figure D.3, la surestimation des erreurs ainsi que le biais sont sensiblement plus faibles, bien qu'il reste un certain biais (en-dessous de 10%) ainsi qu'une certaine surestimation (entre 15 et 20%). De plus le comportement semble très dépendant du nombre de degrés de liberté, en effet on peut voir que pour  $n - m = 4$ , les coupures permettent à la fois de réduire le biais de reconstruction ainsi que la sur-estimation des erreurs, en revanche pour  $n - m = 5$  les coupures ont l'effet contraire. Il est difficile de comprendre pourquoi sans investigation complémentaire. Mais on peut penser que la complexité des modèles reconstruits, l'effet des seuils en énergie de détection, ou bien encore la résolution en énergie des modèles ajustés

D. Caractérisation des estimateurs de validité d'ajustement spectral  $G$  et  $G_{\text{bande}}$  grâce aux données simulées du comportement long-terme des blazars



**Figure D.3:** Distribution du résidus réduits  $R_b$  pour l'ensemble des sources avec 20 ans de données pour les différentes valeurs du nombre de degrés de liberté  $m - n$ , représentées de différentes couleurs. Les points correspondent à des histogrammes calculés sur les distributions alors que les lignes représentent des Gaussiennes de largeur 1 normalisées à la densité des distributions et centrées sur 0.

sont autant de paramètres qui peuvent induire des erreurs sur la reconstruction. Des investigations seront menées à la suite de ce manuscrit.



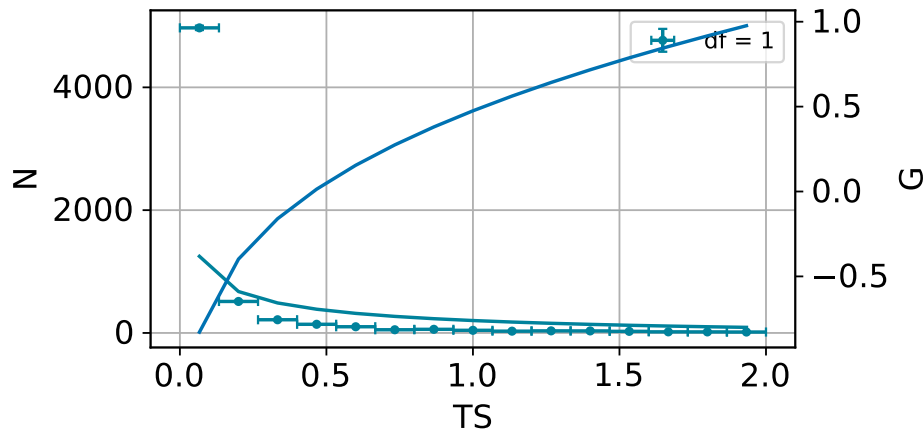
**Figure D.4:** Distribution du résidus réduits  $R_b$  après application de coupures sur  $G$ . La description de la figure est la même que pour la figure D.3

D. Caractérisation des estimateurs de validité d'ajustement spectral  $G$  et  $G_{\text{bande}}$  grâce aux données simulées du comportement long-terme des blazars

## D.2 Caractérisation de l'estimateur $G_{\text{bande}}$

La même démarche a été menée pour l'estimateur de qualité des ajustements faits dans les sous-bandes en énergies, noté  $G_{\text{bande}}$  et défini par l'équation 5.13. On va ici s'attarder sur la bande basse énergie, en-dessous de 300 GeV mais la même démarche peut être appliquée pour les autres bandes en énergies. On peut alors tout d'abord regarder la figure D.5 où on voit la distribution du  $TS$ ,  $TS_{\text{valide, bande}}$ , défini par l'équation 5.12. On voit que l'hypothèse comme quoi ce test suit un  $\chi^2$  à 1 degré de liberté n'est pas parfaitement vérifiée. On peut alors avoir plusieurs explications :

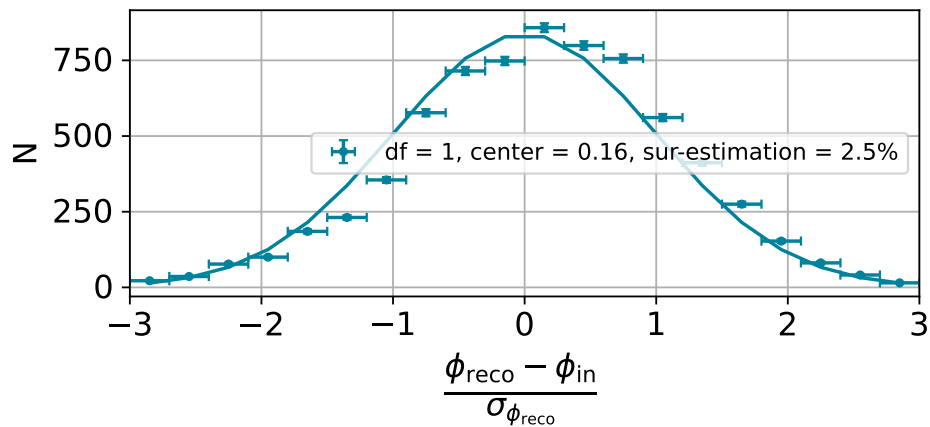
- Le  $TS$  n'est peut-être pas le plus pertinent, en effet ici on a décidé d'utiliser la définition de Pearson du  $\chi^2$  où c'est la prédiction du modèle qui est au dénominateur. On peut très bien imaginer utiliser une autre définition comme celle de Neyman ou Kullback (on pourra se référer à la discussion dans Feigelson and Babu (2012) p.163).
- La distribution du  $TS$  dans les données n'est peut-être pas représentative de la réelle distribution du test. On semble en effet être ici dominé par des valeurs du  $TS$  très faibles, associées à une très bonne reconstruction. Auquel cas il faudrait utiliser une méthode de dégradation de la reconstruction pour sonder la vraie distribution sous-jacente de  $TS_{\text{valide, bande}}$ .



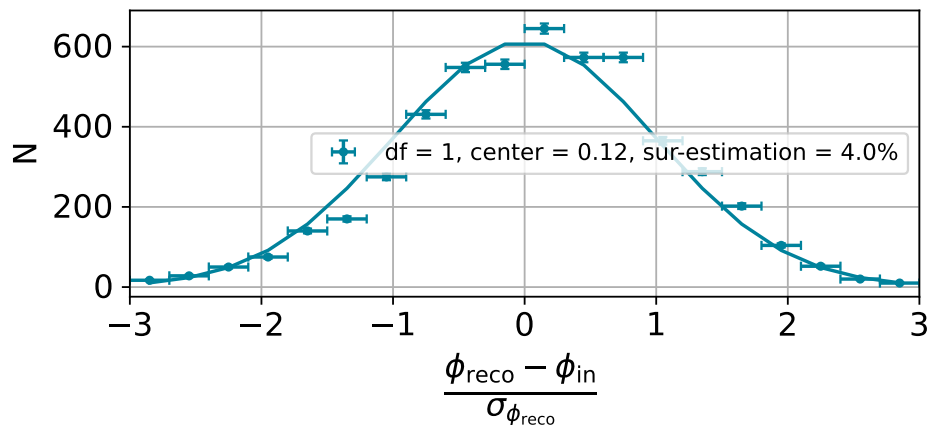
**Figure D.5:** Distribution de  $TS_{\text{valide, bande}}$  le  $TS$  relatif à la validité des ajustements spectraux entre 30 et 300 GeV, calculée pour l'ensemble des sources avec 20 ans de données. L'axe de droite représente la valeur de  $G$ , représentée par la ligne bleue, en fonction de la valeur du  $TS$ .

Bien que la potentielle  $p_{\text{value}}$  calculée à partir du  $TS$  ne puisse ici être utilisée dans l'absolu, on peut voir que l'estimateur  $G_{\text{bande}}$  présente tout de même une valeur proche de zéro pour des valeurs du  $TS$  valides. Nous avons donc tout de même regardé la distribution du résidu réduit  $R_r$  calculé avec les flux calculés entre 30 et 300 GeV, on peut voir sur la figure D.6 que la distribution est biaisée mais que les erreurs sont proprement estimées. Si on applique une coupure qui garde les ajustements tels que

$|G_{\text{bande}}| < 2.3$ , on obtient la distribution de  $R_r$  présentée sur la figure D.7, on voit alors que ces coupures permettent de réduire significativement le biais de reconstruction. La sur-estimation des erreurs se voit aussi être sensiblement réduite. Ce seuil de coupure n'est pas arbitrairement choisi, en effet la valeur ici choisie permet de rejeter moins de 30% des observations. On peut imaginer appliquer des coupures plus fortes pour améliorer la qualité de la reconstruction au détriment d'une augmentation du taux de rejections.



**Figure D.6:** Distribution du résidu réduit  $R_r$  avant application de coupures sur  $G_{\text{bande}}$ , pour l'ensemble des sources avec 20 ans de données. Les points correspondent à des histogrammes calculés sur les distributions alors que la ligne représente une Gaussienne de largeur 1 normalisée à la densité de la distributions et centrée sur 0.



**Figure D.7:** Distribution du résidu réduit  $R_r$  après application de coupures sur  $G_{\text{bande}}$ , pour l'ensemble des sources avec 20 ans de données. La description de la figure est la même que pour la figure D.6.

D. Caractérisation des estimateurs de validité d'ajustement spectral  $G$  et  $G_{\text{bande}}$  grâce aux données simulées du comportement long-terme des blazars

---

### D.3 Conclusion

Pour conclure, nous avons ici mené l'étude de la caractérisation des estimateurs  $G$  et  $G_{\text{bande}}$  utilisés pour la validation des points de flux dans les **LC** reconstruites sur l'ensemble de la gamme en énergie où bien pour des sous-bandes en énergies comme décrit dans 5.4.1. Concernant la reconstruction sur toute la gamme on peut faire la liste des observations suivantes :

- Le **TS**,  $TS_{\text{valide}}$ , suit bien un  $\chi^2$  avec  $n - m$  degrés de liberté comme attendu, lorsque la valeur de  $n - m$  n'est pas trop extrême (ajustements sous- et sur-contraints). Ceci permet de définir proprement l'estimateur  $G$ .
- En revanche,  $G$  se comporte de manière biaisée pour des nombres de degrés de liberté tels que  $n - m < 3$  ou  $n - m > 7$ . Ainsi nous ne pouvons pas systématiquement l'utiliser.
- Concernant la qualité de reconstruction, on note que pour  $1 < n - m < 8$  la reconstruction est non biaisée au regard de la distribution de  $R_r$ , en revanche les erreurs ont tendance à être sur-estimée de 7% à 20%. Ce phénomène est ici moyennée sur l'ensemble des sources mais révèle la faiblesse de ce **TS**.

L'ensemble de ces observations permet de conclure que la reconstruction des **LC** sur l'ensemble de la gamme en énergie n'est pas acquise, en effet, elle s'avère sensible aux phénomènes de sous-ajustement et sur-ajustement révélés par le biais à la fois sur  $R_r$  et sur  $G$ , bien que le **TS**  $TS_{\text{valide}}$  soit bien construit. Dans la suite on pourra donc se contenter d'utiliser  $G$  avec une coupure telle que  $|G| < 1$  pour des ajustements tels que  $2 < n - m < 8$ . En revanche il ne faudra pas oublier qu'une partie des observations sont biaisées. Il sera donc important de vérifier pour chacune des sources les qualités des reconstructions et ne pas prendre uniquement  $G$  comme critère de sélection.

Plusieurs pistes s'offrent à nous pour tenter d'améliorer la robustesse de  $G$  ainsi que la qualité de reconstruction, par exemple, une idée serait de ré-adapter la résolution en énergie de chaque observation, avant de procéder aux ajustements spectraux, et ne plus utiliser le même axe en énergie pour l'ensemble des observations de la **LC**. En effet cela permettrait à mon sens d'améliorer significativement la reconstruction en s'affranchissant des cas de sur- et sous-ajustements.

Si maintenant on regarde la reconstruction en sous-bande en énergie, on peut résumer les observations faites comme suit :

- On ne peut conclure que le **TS**  $TS_{\text{valide, bande}}$  suive bien un  $\chi^2$  à 1 degré de liberté
- En revanche, malgré cette faiblesse, on peut voir que les coupures faites avec l'estimateur  $G_{\text{bande}}$  permettent de rejeter les observations biaisant la reconstruction au regard de la distribution reconstruite de  $R_r$ .

Ces résultats permettent de valider la reconstruction en sous-bande en énergie en utilisant des coupures telles que  $|G_{\text{bande}}| < 2.3$ . Dans l'avenir il faudrait essayer de comprendre la déviation entre la distribution de  $TS_{\text{valide, bande}}$  et le  $\chi^2$ , notamment en explorant une définition alternative du  $\chi^2$  utilisée pour définir  $TS_{\text{valide, bande}}$ .

De manière générale, on peut donc conclure que la reconstruction en sous-bande est mieux comprise que celle sur l'ensemble de la gamme en énergie, et que dans la suite, on sera favorable à l'utilisation des **LC** reconstruites dans des sous-bandes en énergie pour faire le calcul de la **PSD** reconstruite comme nous le présentons dans la section 5.4.2.





## Complément à l'analyse long terme des AGN

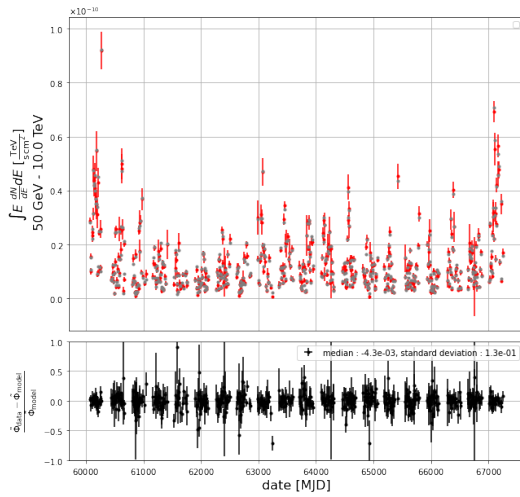
### E.1 Comparaison des méthodes de reconstruction des LC standards et basées sur un spectre médian

Dans cette annexe nous comparons les 2 méthodes de reconstructions des LC pour les données simulées du programme d'observation à long terme des AGN, décrites dans 5.4. Pour rappel, la première méthode repose sur le fait de fixer certains des paramètres spectraux à leur valeur médiane, reconstruite à partir d'un ajustement fait sur l'ensemble des données. La seconde quant à elle utilise la méthodes des ajustements itératifs, où on va ajuster des modèles de plus en plus complexes tout en sélectionnant le meilleur grâce à un TS (voir 4.4.5). En premier lieu, sans appliquer de coupure sur l'estimateur de qualité des ajustements G (voir 4.17), on peut comparer les LC reconstruites pour BL Lac (figures E.1a et E.1b) et PKS 1510-089 (figures E.1c et E.1d). On voit alors que la reconstruction basée sur le spectre médian est sensiblement moins biaisée que celle basée sur les ajustements itératifs pour PKS 1510-089. En revanche la dispersion des résidus est sensiblement la même.

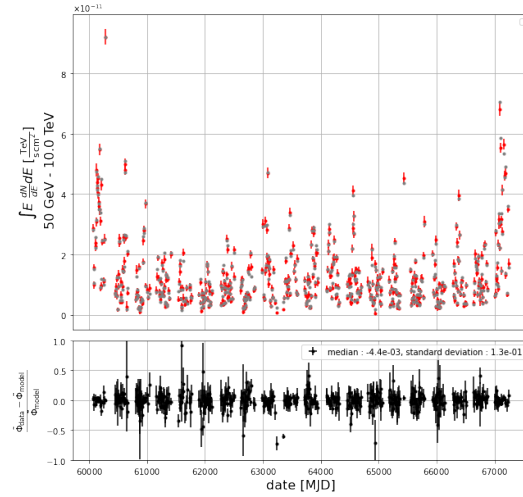
Si maintenant on regarde les mêmes LC pour BL Lac (figures E.2a et E.2b) et PKS 1510-089 (figures E.2c et E.2d) mais en appliquant une coupure sur l'estimateur G, on peut voir que les reconstructions issues des deux méthodes sont assez semblables, la méthode basée sur les spectres médians présente un biais moyen légèrement plus faible, cependant sa dispersion ne permet pas de conclure quoi que ce soit. Sachant que la méthode basée sur les spectres médians fait des ajustements de modèles avec moins de paramètres libres (la courbure et l'énergie de coupure sont fixées), on remarque que les erreurs estimées sont plus faibles.

Au regard de la faible différence de qualité de reconstruction entre ces deux méthodes, et sachant qu'il faille attendre d'avoir l'ensemble des observations à disposition pour la méthode des spectres médians, il semble peu pertinent d'utiliser la méthode basée sur les spectres médians, en effet l'hypothèse d'une constance de l'énergie de

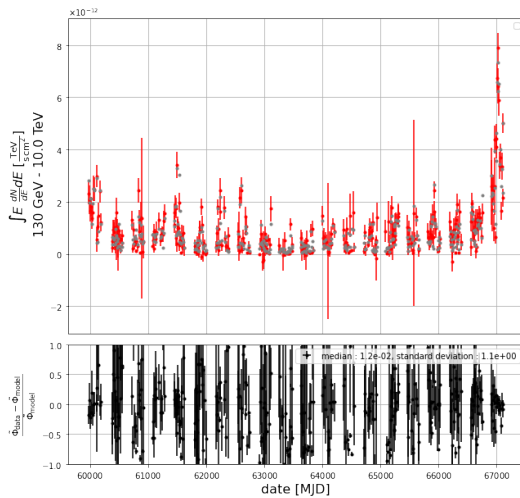
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



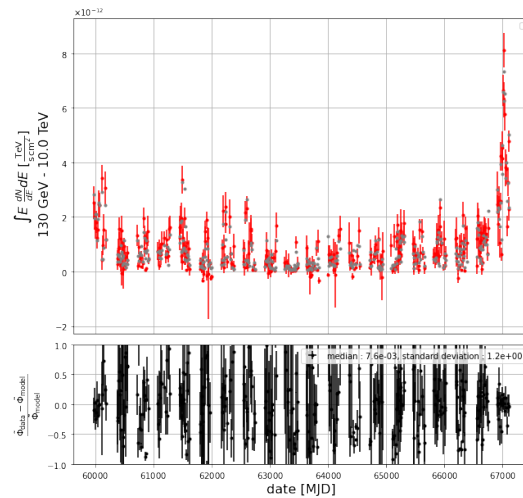
(a) Cas de BL Lac avec la méthode des ajustements itératifs.



(b) Cas de BL Lac avec la méthode du spectre médian.



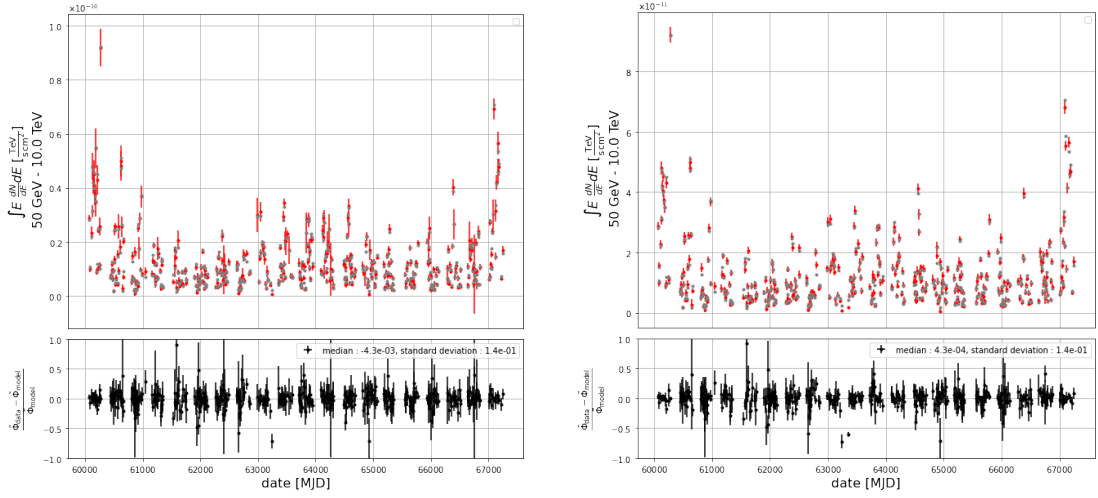
(c) Cas de PKS 1510-089 avec la méthode des ajustements itératifs.



(d) Cas de PKS 1510-089 avec la méthode du spectre médian.

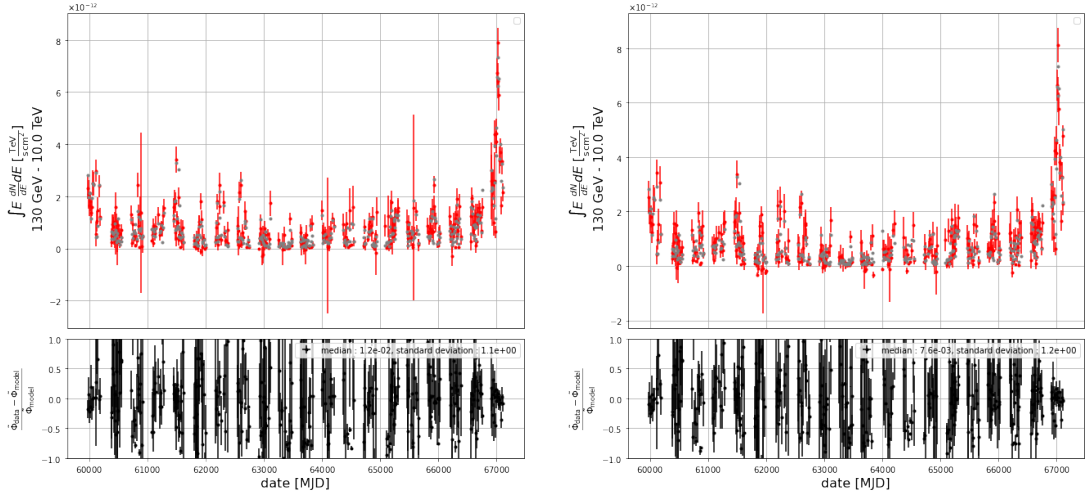
**Figure E.1:** *LC* reconstruite de BL Lac et PKS 1510-089 en rouge au-dessus de 50 GeV avec 20 ans de données pour les deux méthodes de reconstruction sans coupure. En gris sont représentés les flux associés au modèle injecté et le panneau du bas montre les résidus entre les flux reconstruits et injectés.

E.1. Comparaison des méthodes de reconstruction des *LC* standards et basées sur un spectre médian



(a) Cas de BL Lac avec la méthode des ajustements itératifs.

(b) Cas de BL Lac avec la méthode du spectre médian.



(c) Cas de PKS 1510-089 avec la méthode des ajustements itératifs.

(d) Cas de PKS 1510-089 avec la méthode du spectre médian.

**Figure E.2:** *LC* reconstruite de BL Lac et PKS 1510-089 en rouge au-dessus de 50 GeV avec 20 ans de données pour les deux méthodes de reconstruction avec coupure sur *G*. La description de la figure est la même que E.1.

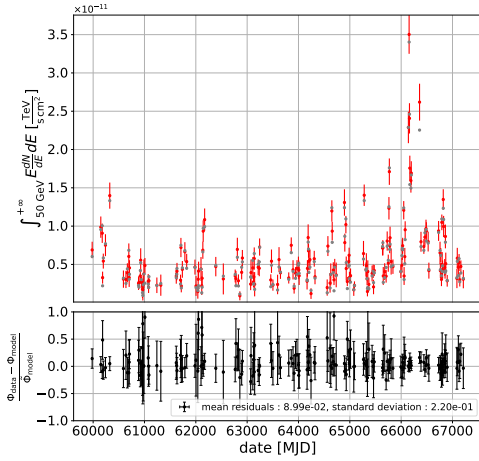
coupure ainsi que de la courbure est une hypothèse forte qui ne se vérifie généralement pas. C'est pourquoi nous avons décidé d'utiliser la méthode des ajustements itératifs pour faire la reconstruction des *LC* dans le cadre du programme d'observation à long terme des *AGN* avec *CTAO*.

## E.2 Ensemble des résultats

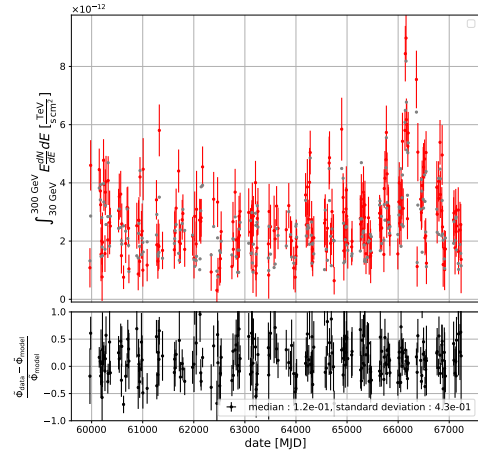
Cette annexe regroupe l'ensemble des résultats de l'ensemble des sources des simulations du programme d'observation à long terme des AGN avec CTAO. On trouve tout d'abord les LC reconstruites dans E.2.0.1 ainsi que les spectres médians reconstruits sur l'ensemble des 20 ans d'observations dans E.2.0.2. Les PSD sont reconstruites dans E.2.0.3.

### E.2.0.1 LC

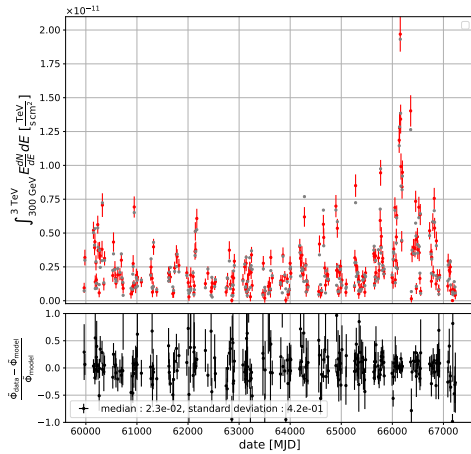
On trouve ici l'ensemble des LC calculées dans les différentes bandes en énergie, pour chacune des source du programme d'observation à long terme des AGN avec CTAO, listées dans le tableau 5.1.



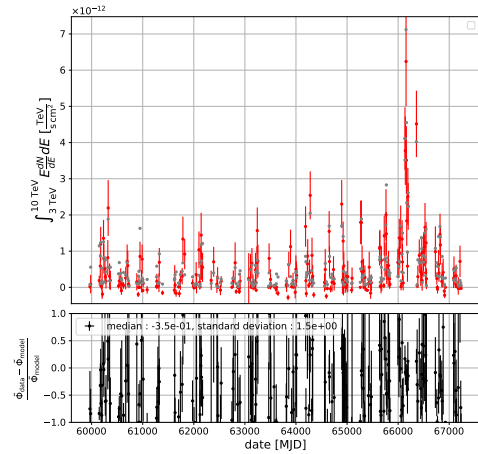
(a) LC au-dessus de 50 GeV.



(b) LC entre 50 et 300 GeV.



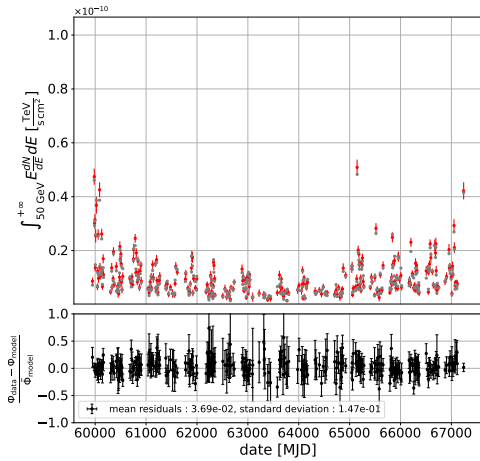
(c) LC entre 300 GeV et 3 TeV.



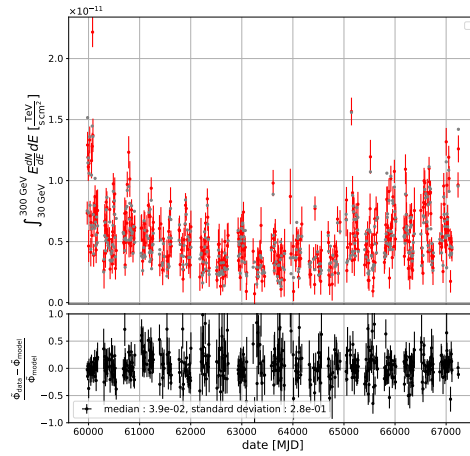
(d) LC entre 3 et 10 TeV.

**Figure E.3:** LC de 1ES0229+200 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.

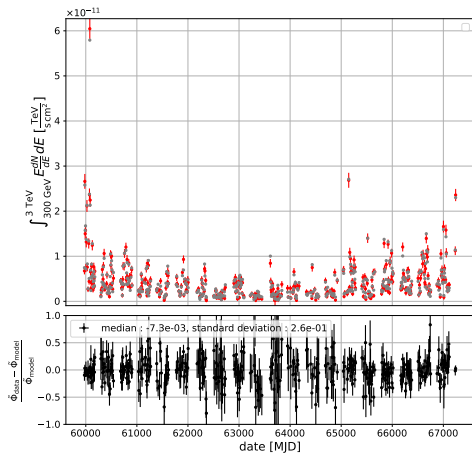
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



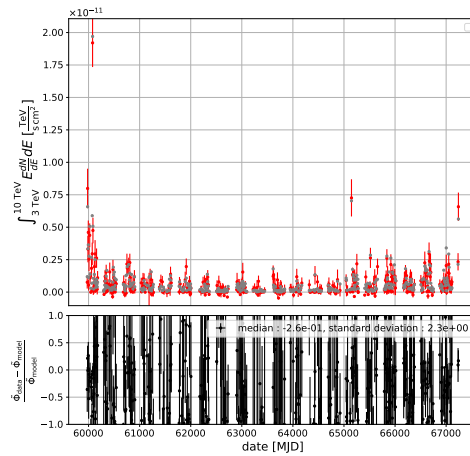
(a) LC au-dessus de 50 GeV.



(b) LC entre 50 et 300 GeV.

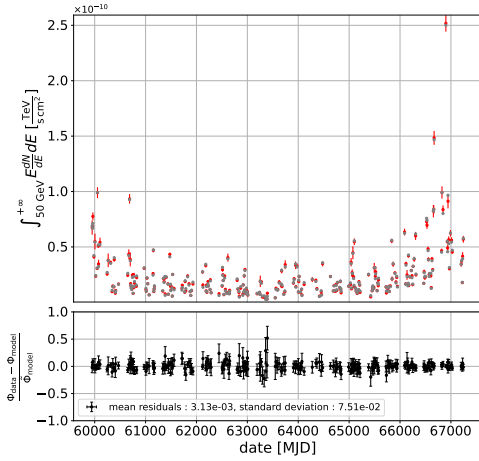


(c) LC entre 300 GeV et 3 TeV.

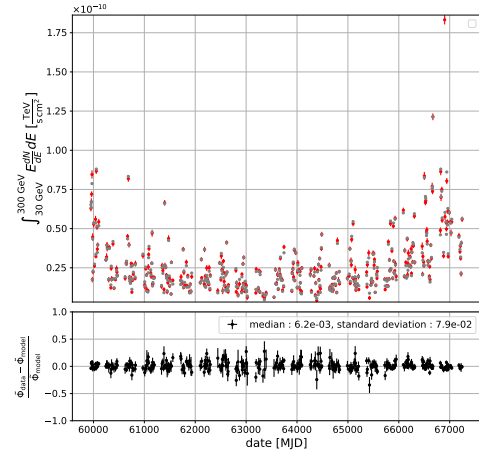


(d) LC entre 3 et 10 TeV.

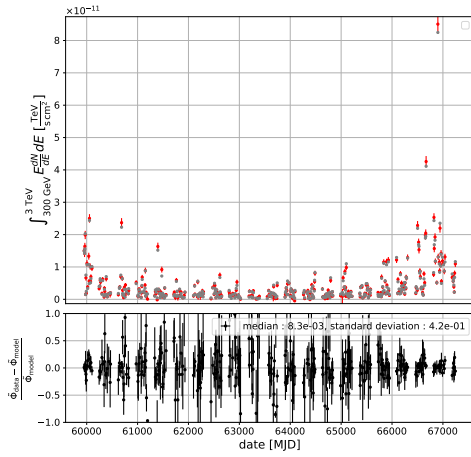
**Figure E.4:** LC de H1426+428 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.



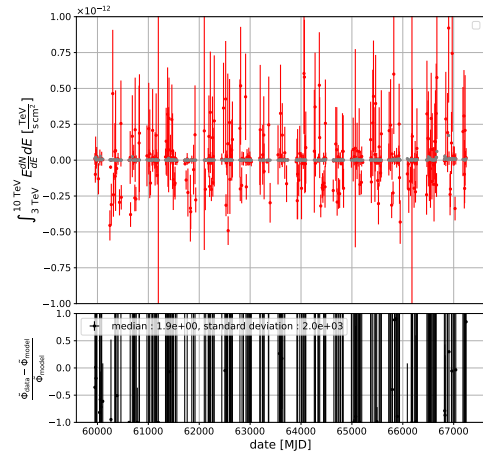
(a) *LC au-dessus de 50 GeV.*



(b) *LC entre 50 et 300 GeV.*



(c) *LC entre 300 GeV et 3 TeV.*

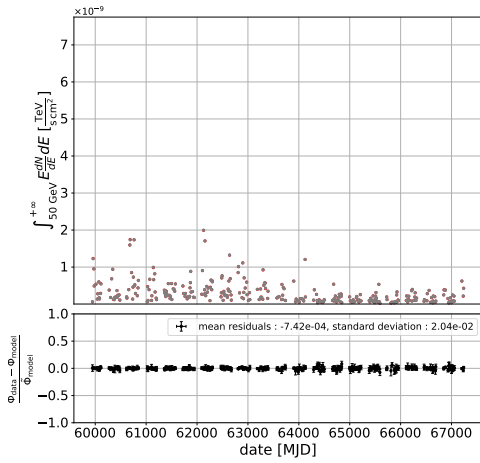


(d) *LC entre 3 et 10 TeV.*

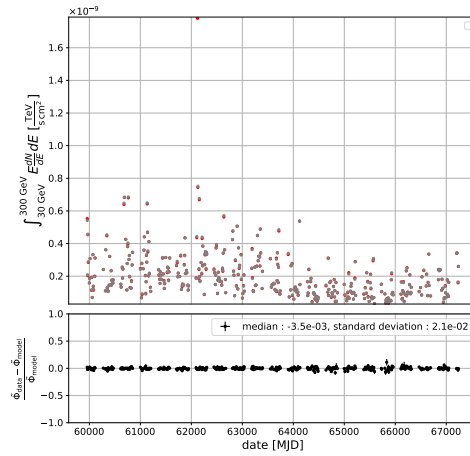
**Figure E.5:** *LC de 1ES1011+496 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.*



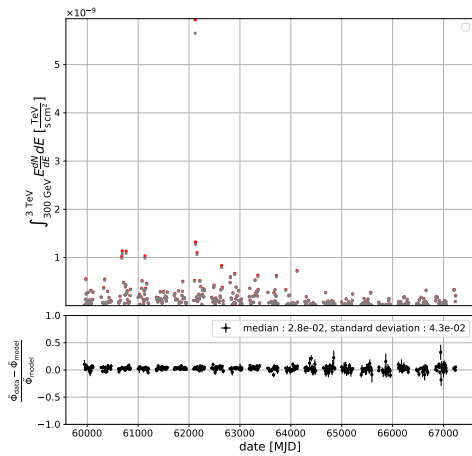
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



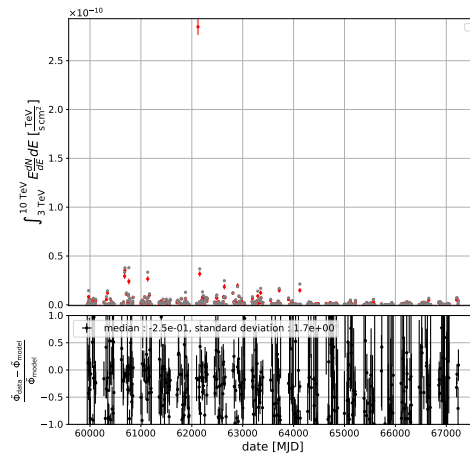
(a) *LC au-dessus de 50 GeV.*



(b) *LC entre 50 et 300 GeV.*

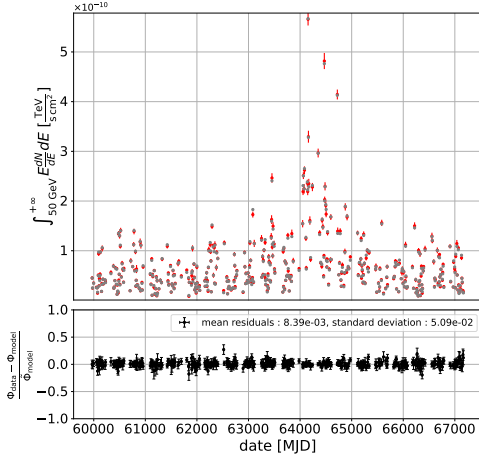


(c) *LC entre 300 GeV et 3 TeV.*

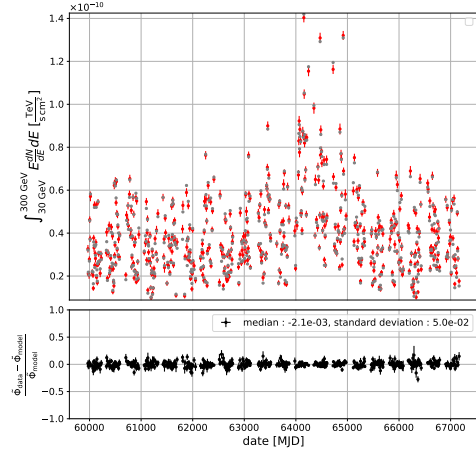


(d) *LC entre 3 et 10 TeV.*

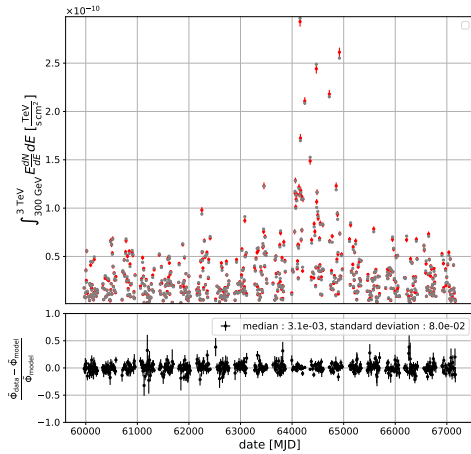
**Figure E.6:** *LC de Mrk421 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.*



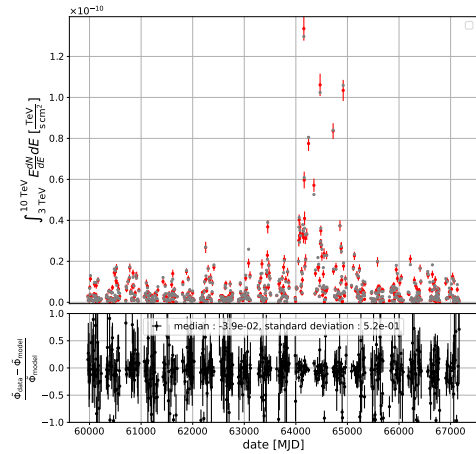
(a) LC au-dessus de 50 GeV.



(b) LC entre 50 et 300 GeV.



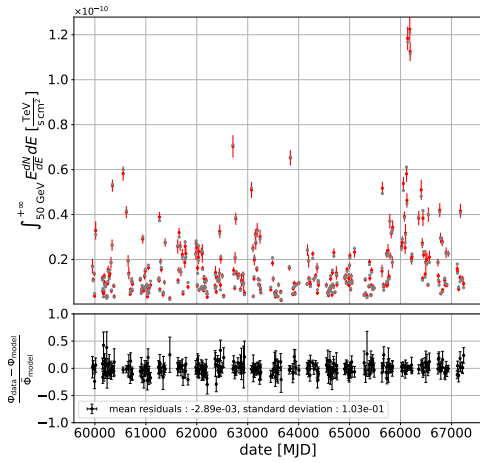
(c) LC entre 300 GeV et 3 TeV.



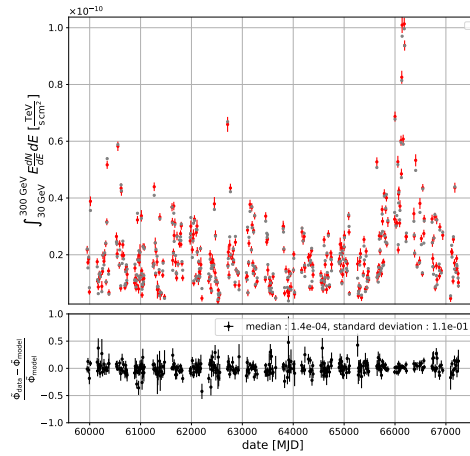
(d) LC entre 3 et 10 TeV.

Figure E.7: LC de Mrk501 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.

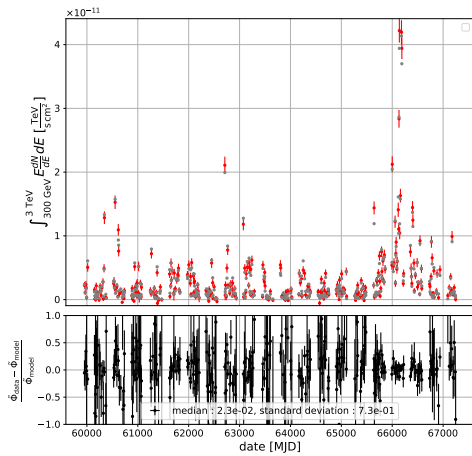
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



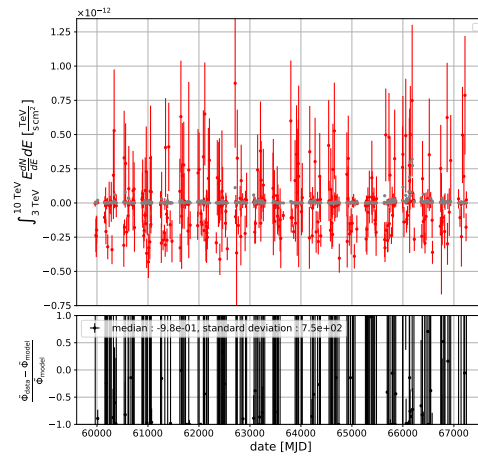
(a) *LC au-dessus de 50 GeV.*



(b) *LC entre 50 et 300 GeV.*

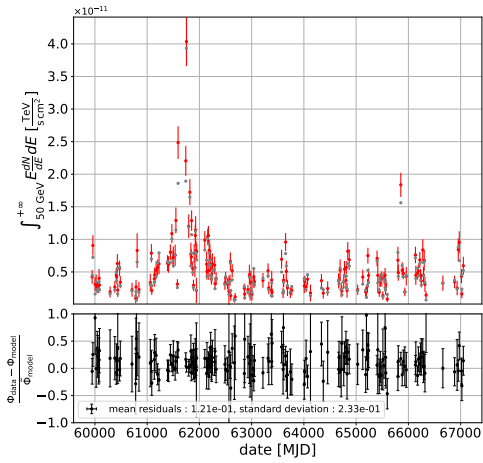


(c) *LC entre 300 GeV et 3 TeV.*

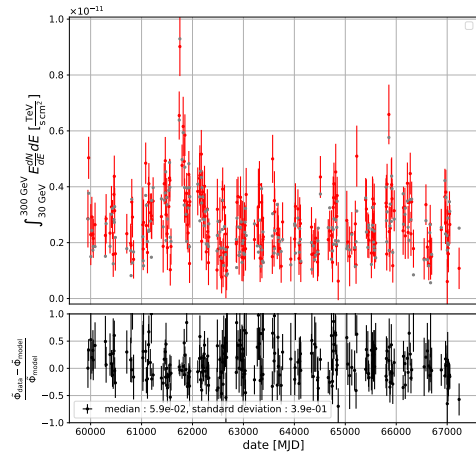


(d) *LC entre 3 et 10 TeV.*

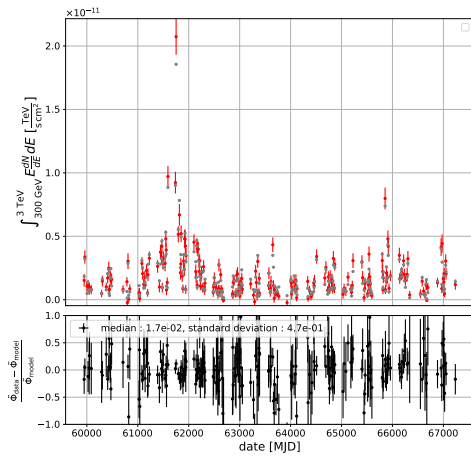
**Figure E.8:** *LC de NGC1275 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.*



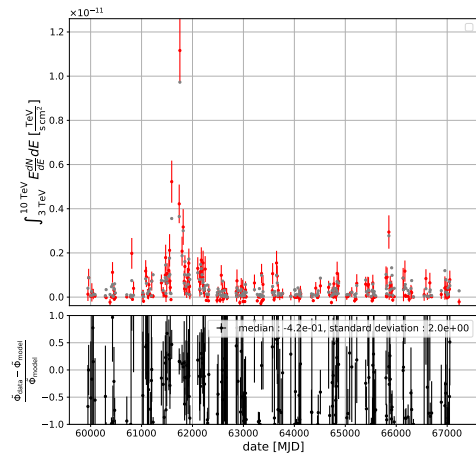
(a) *LC au-dessus de 50 GeV.*



(b) *LC entre 50 et 300 GeV.*



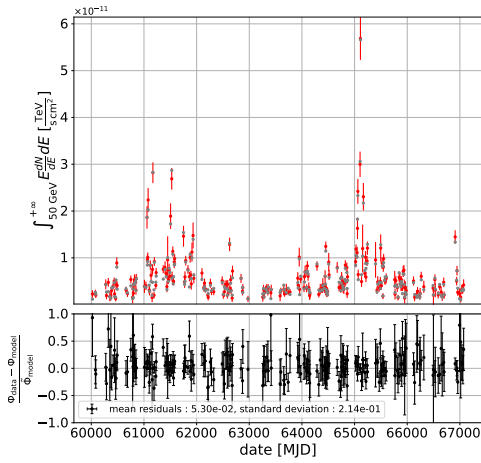
(c) *LC entre 300 GeV et 3 TeV.*



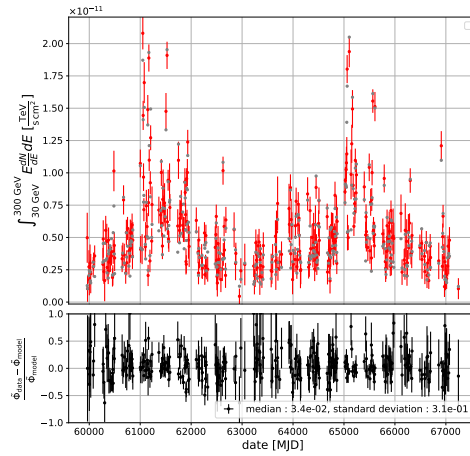
(d) *LC entre 3 et 10 TeV.*

**Figure E.9:** *LC de M87 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.*

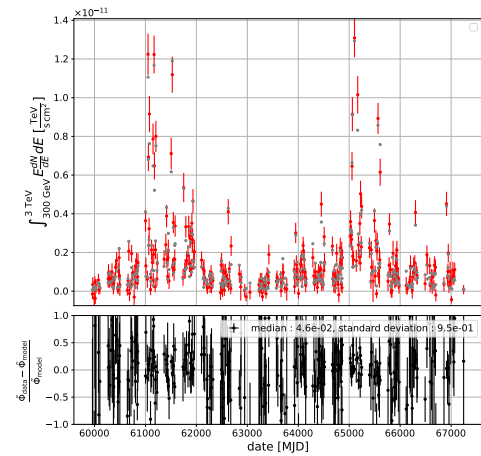
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



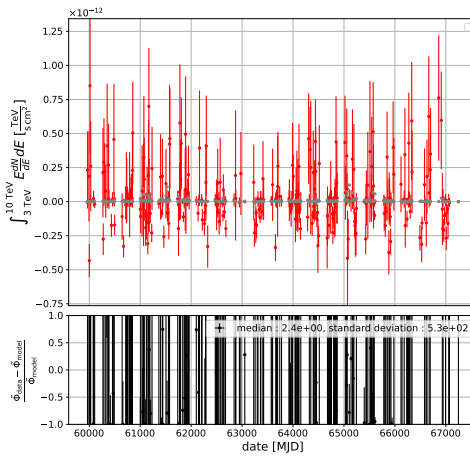
(a) LC au-dessus de 50 GeV.



(b) LC entre 50 et 300 GeV.

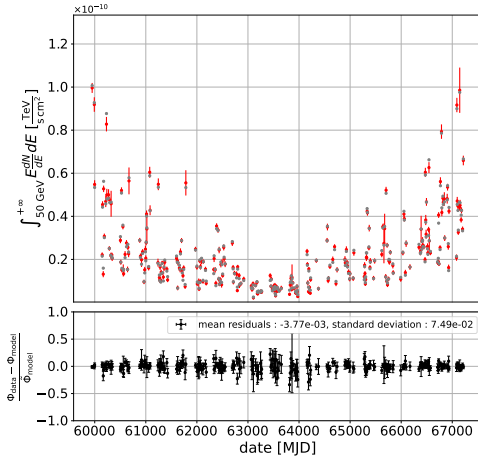


(c) LC entre 300 GeV et 3 TeV.

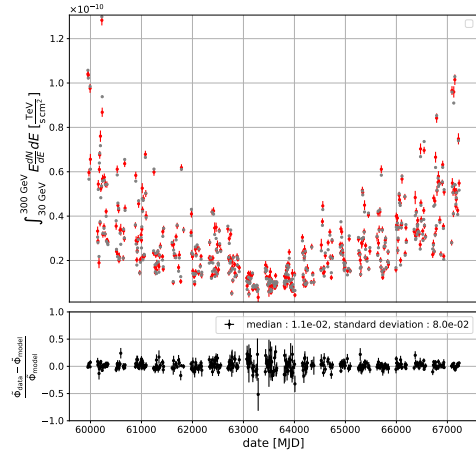


(d) LC entre 3 et 10 TeV.

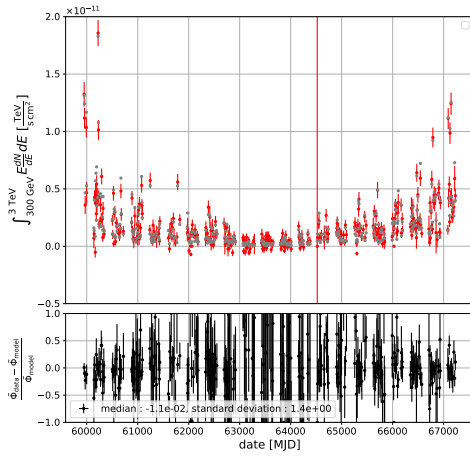
**Figure E.10:** LC de WComae dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.



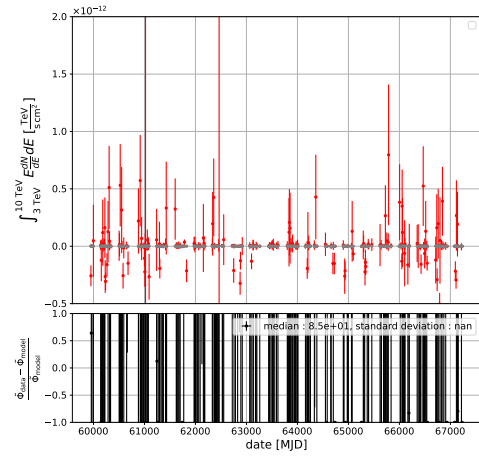
(a) *LC au-dessus de 50 GeV.*



(b) *LC entre 50 et 300 GeV.*



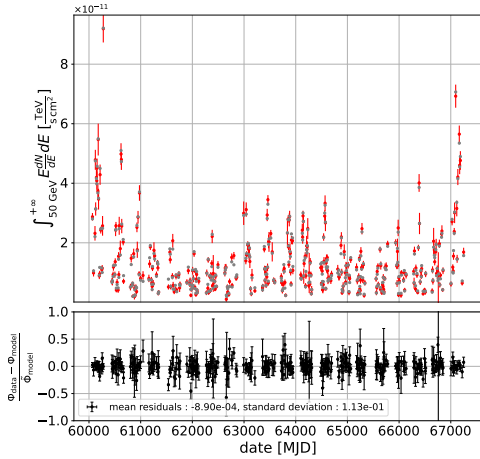
(c) *LC entre 300 GeV et 3 TeV.*



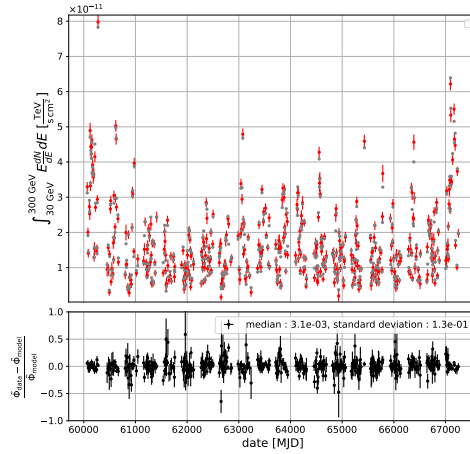
(d) *LC entre 3 et 10 TeV.*

**Figure E.11:** *LC de 3C66A dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.*

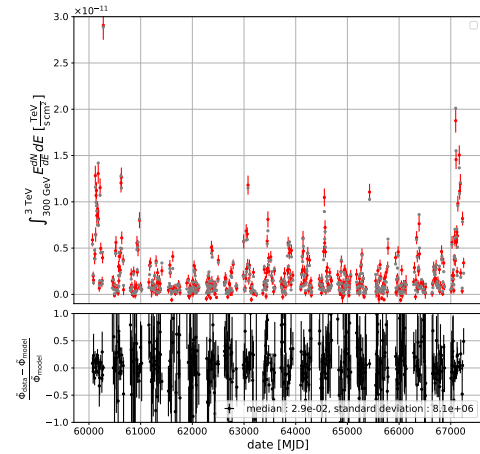
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



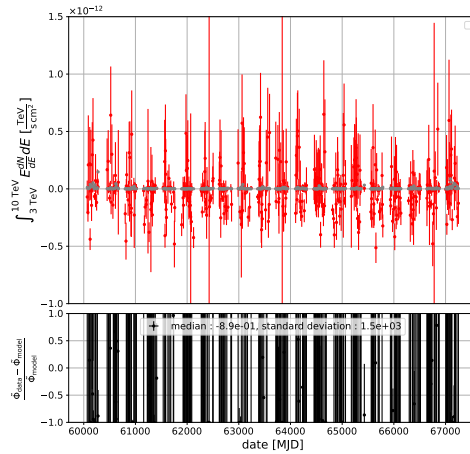
(a) *LC au-dessus de 50 GeV.*



(b) *LC entre 50 et 300 GeV.*

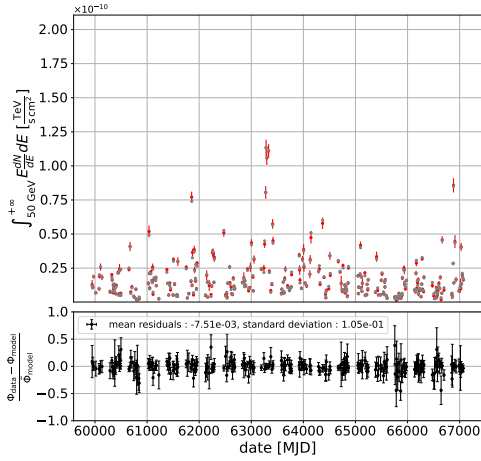


(c) *LC entre 300 GeV et 3 TeV.*

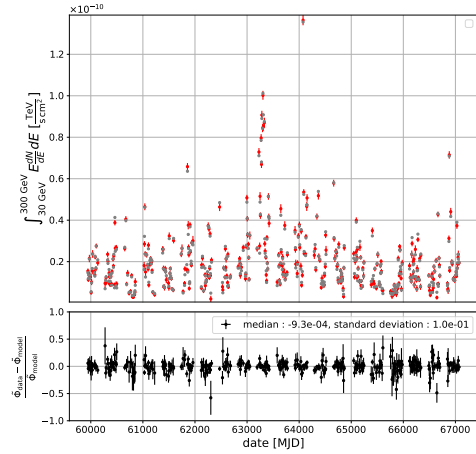


(d) *LC entre 3 et 10 TeV.*

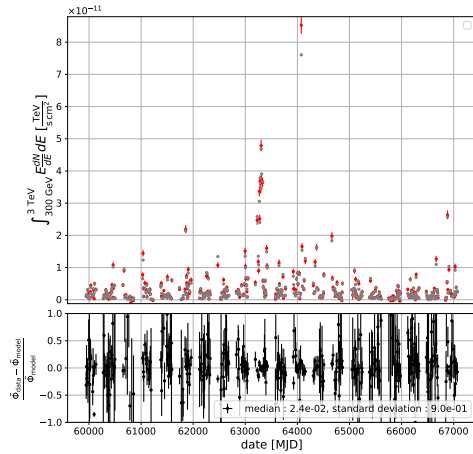
**Figure E.12:** *LC de BLLac dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.*



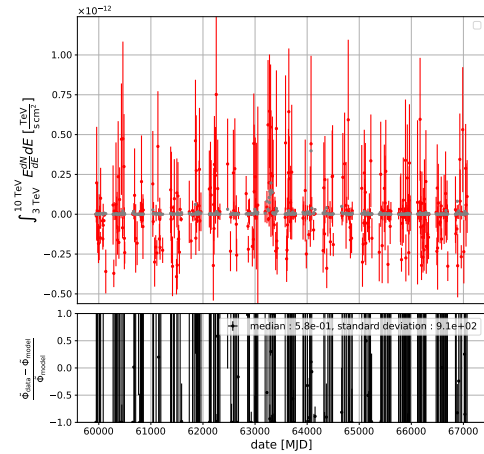
(a) *LC au-dessus de 50 GeV.*



(b) *LC entre 50 et 300 GeV.*



(c) *LC entre 300 GeV et 3 TeV.*

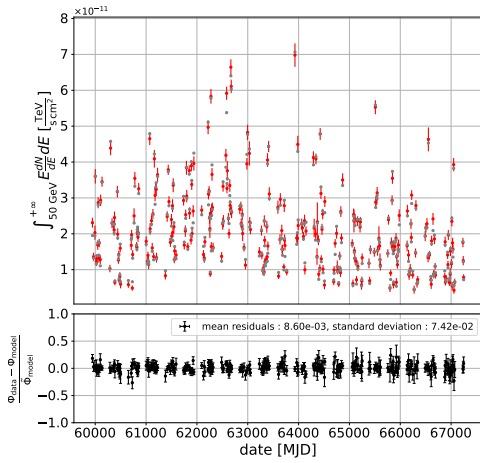


(d) *LC entre 3 et 10 TeV.*

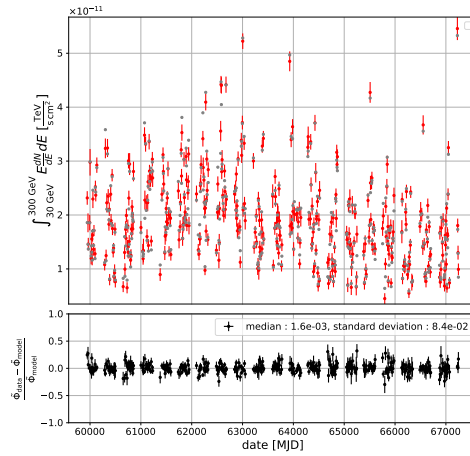
**Figure E.13:** *LC de 1ES1215+303 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.*



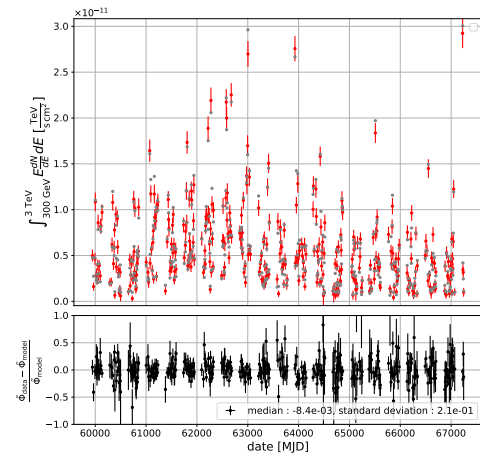
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



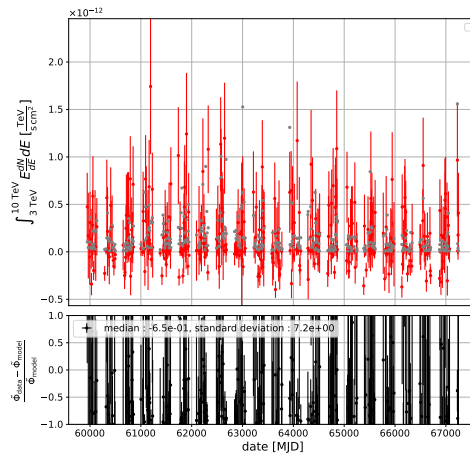
(a) LC au-dessus de 50 GeV.



(b) LC entre 50 et 300 GeV.

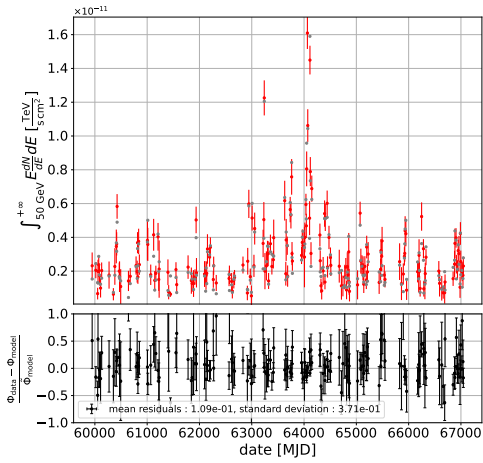


(c) LC entre 300 GeV et 3 TeV.

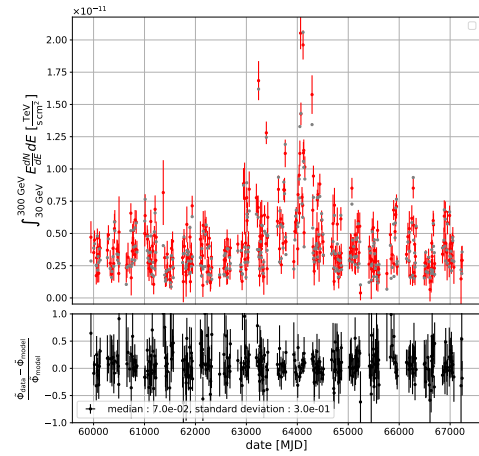


(d) LC entre 3 et 10 TeV.

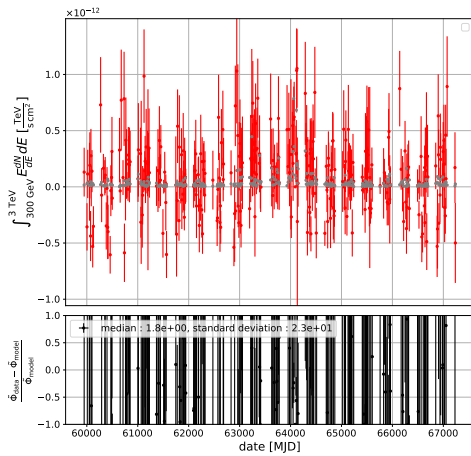
**Figure E.14:** LC de 1ES1218+304 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.



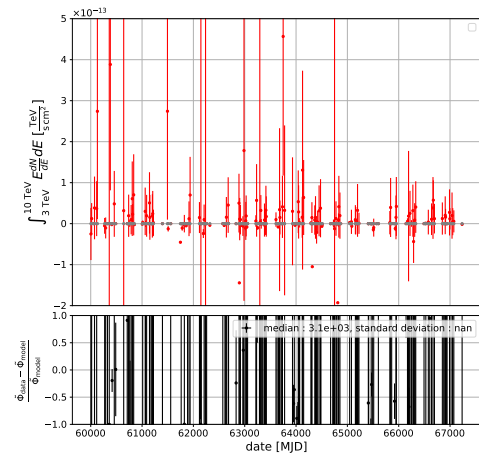
(a) *LC au-dessus de 50 GeV.*



(b) *LC entre 50 et 300 GeV.*



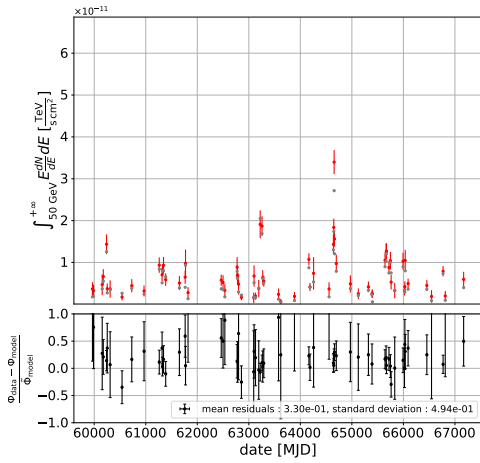
(c) *LC entre 300 GeV et 3 TeV.*



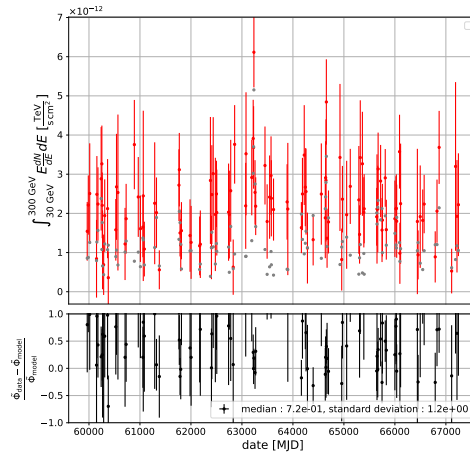
(d) *LC entre 3 et 10 TeV.*

**Figure E.15:** *LC de PKS1222+216 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.*

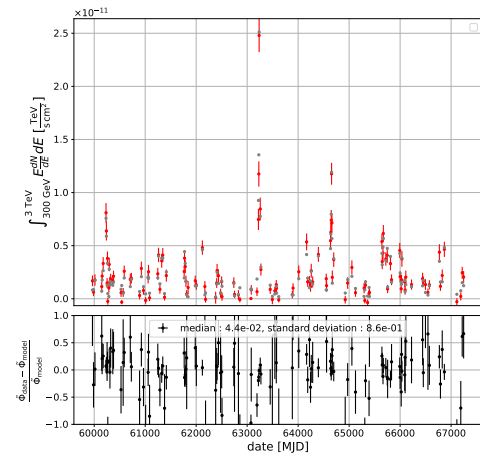
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



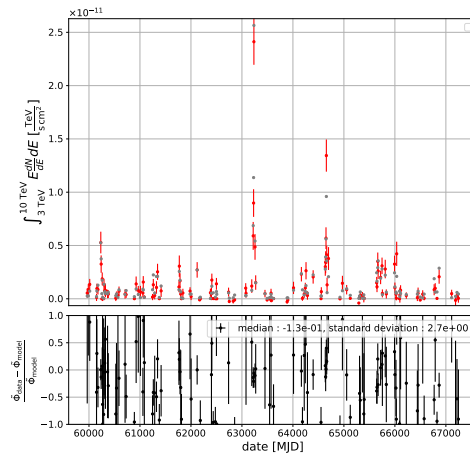
(a) *LC au-dessus de 50 GeV.*



(b) *LC entre 50 et 300 GeV.*

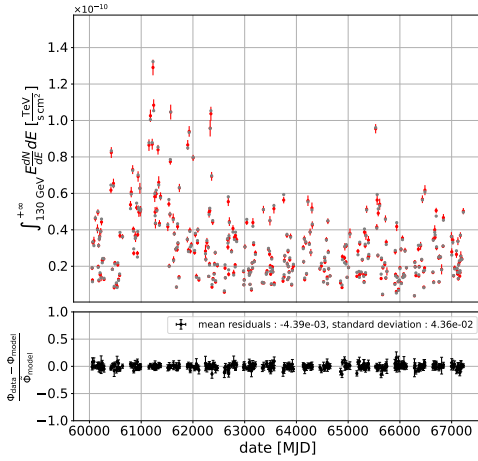


(c) *LC entre 300 GeV et 3 TeV.*

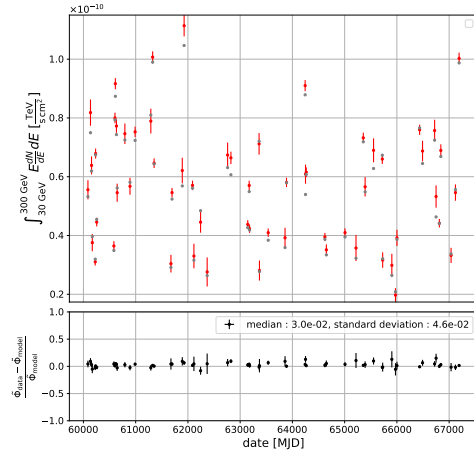


(d) *LC entre 3 et 10 TeV.*

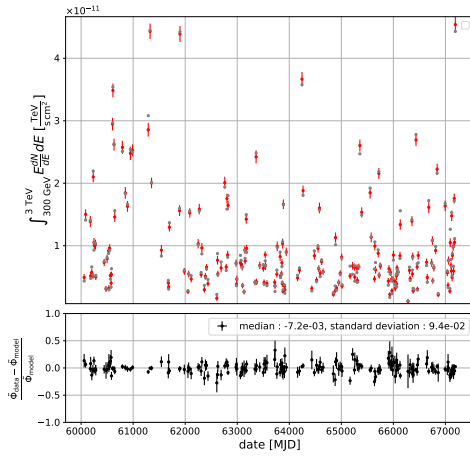
**Figure E.16:** *LC de IC310 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.*



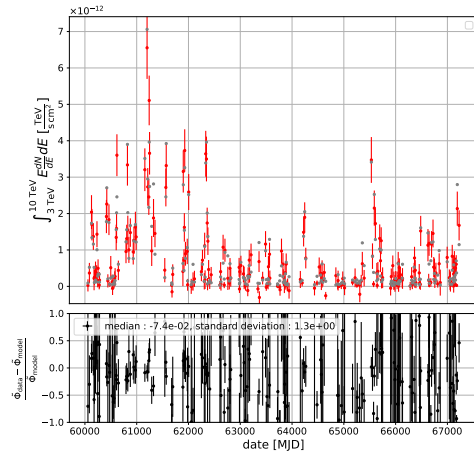
(a) *LC au-dessus de 130 GeV.*



(b) *LC entre 130 et 300 GeV.*



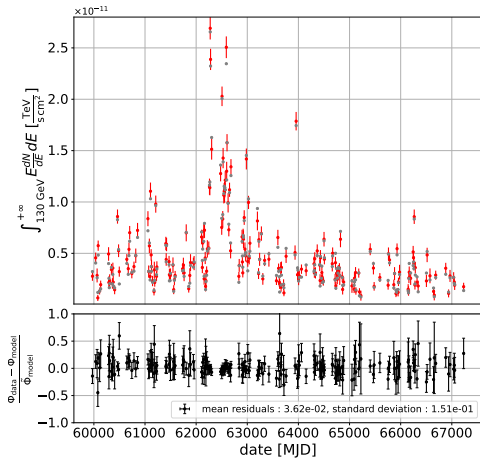
(c) *LC entre 300 GeV et 3 TeV.*



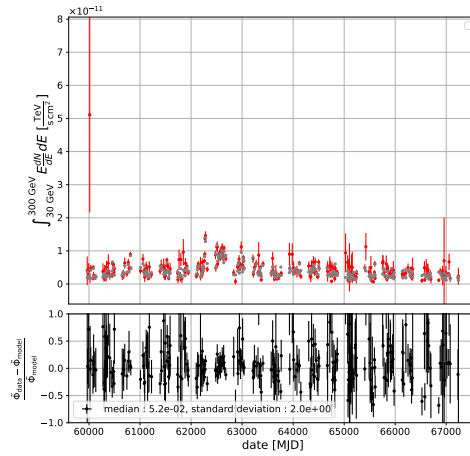
(d) *LC entre 3 et 10 TeV.*

**Figure E.17:** *LC de PKS2155-304 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.*

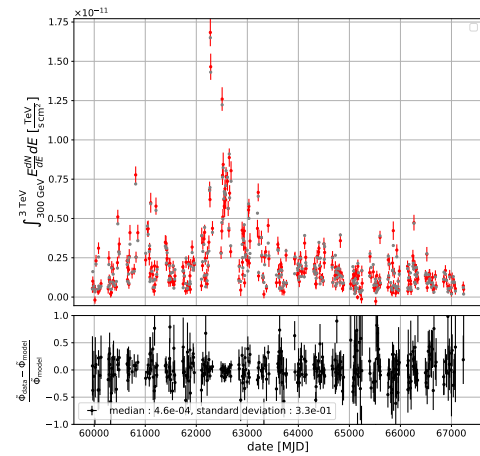
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



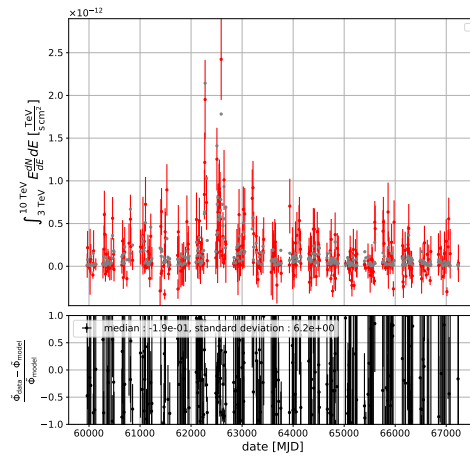
(a) *LC au-dessus de 130 GeV.*



(b) *LC entre 130 et 300 GeV.*

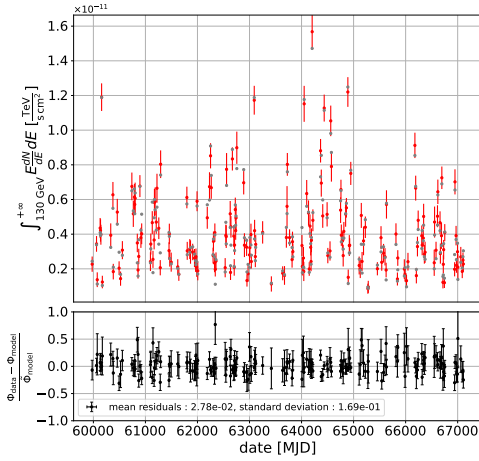


(c) *LC entre 300 GeV et 3 TeV.*

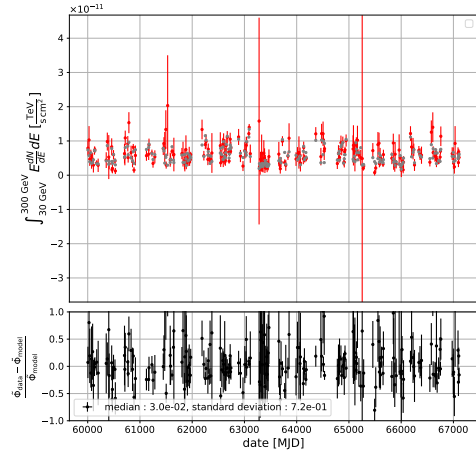


(d) *LC entre 3 et 10 TeV.*

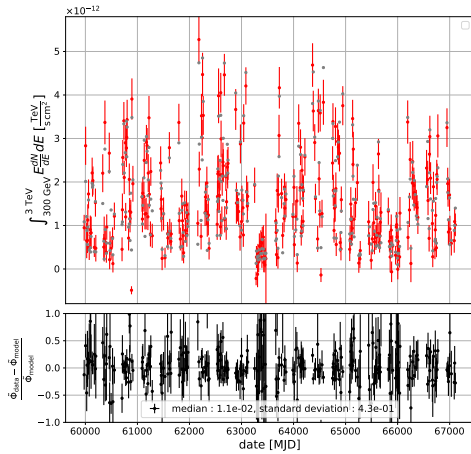
**Figure E.18:** *LC de 1ES1101-232 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.*



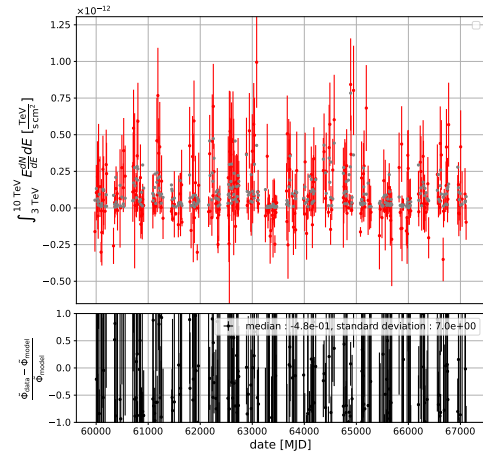
(a) LC au-dessus de 130 GeV.



(b) LC entre 130 et 300 GeV.



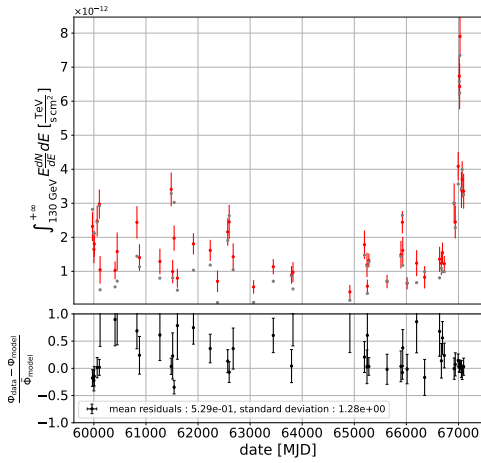
(c) LC entre 300 GeV et 3 TeV.



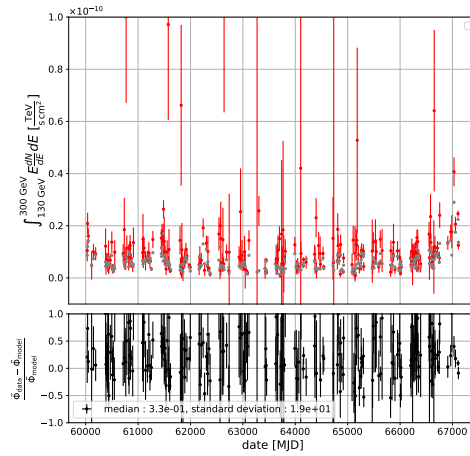
(d) LC entre 3 et 10 TeV.

Figure E.19: LC de APLibrae dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.

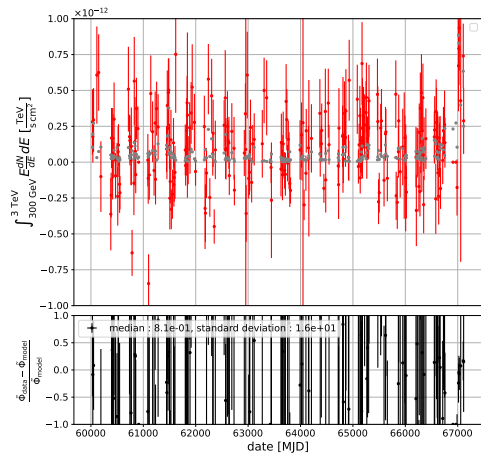
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



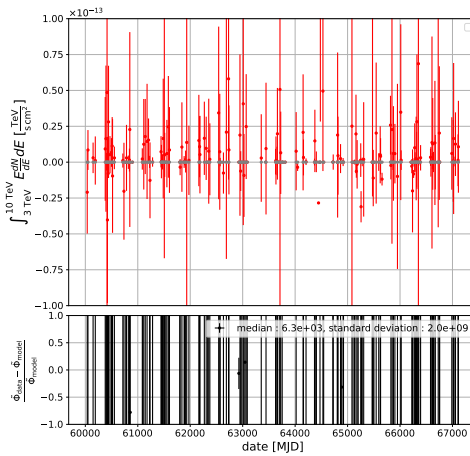
(a) LC au-dessus de 130 GeV.



(b) LC entre 130 et 300 GeV.

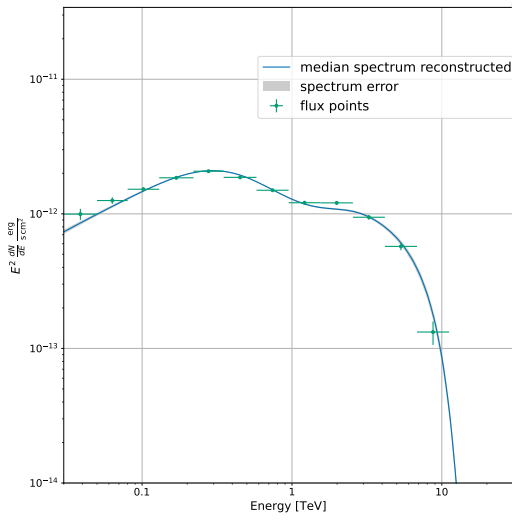


(c) LC entre 300 GeV et 3 TeV.

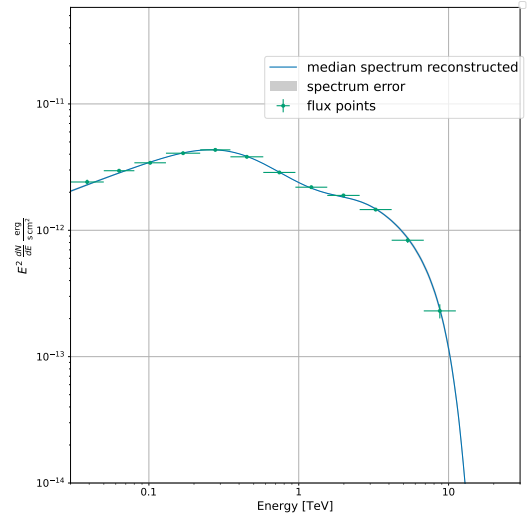


(d) LC entre 3 et 10 TeV.

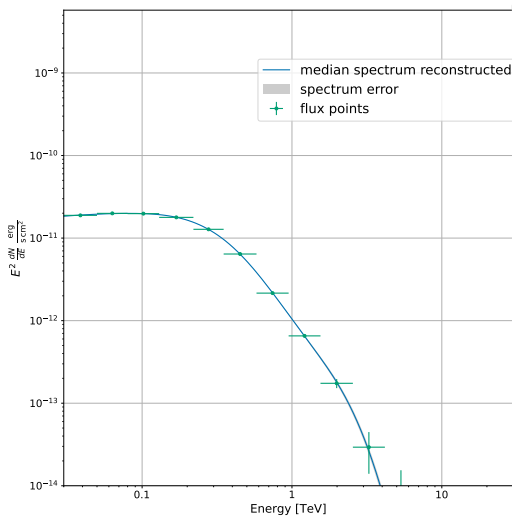
**Figure E.20:** LC de PKS1510-089 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure E.1.



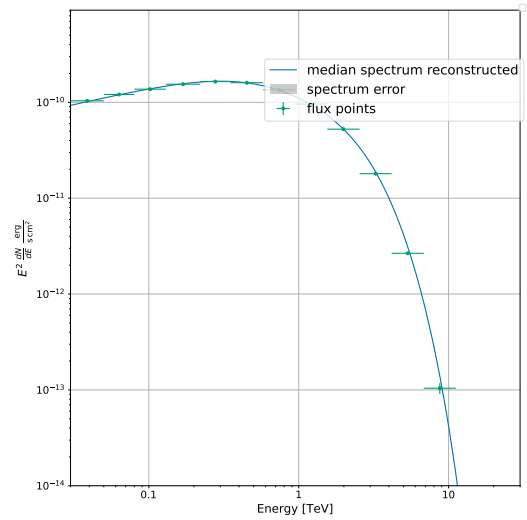
(a) Spectre médian reconstruit pour 1ES0229+200.



(b) Spectre médian reconstruit pour H1426+428.



(c) Spectre médian reconstruit pour 1ES1011+496.



(d) Spectre médian reconstruit pour Mrk421.

**Figure E.21:** Spectres médians reconstruits pour 1ES0229+200, H1426+428, 1ES1011+496 et Mrk421 pour l'ensemble des 20 ans d'observations. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.14.

### E.2.0.2 Spectres médians

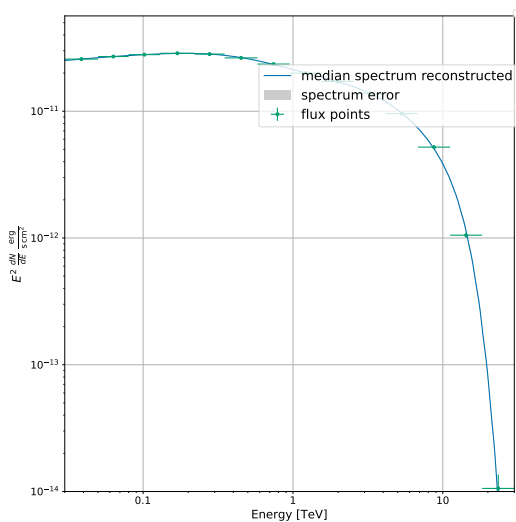
Dans cette partie on trouve alors l'ensemble des spectres médians reconstruits à partir des 20 ans d'observations. Les paramètres spectraux sont résumés dans le tableau E.1.



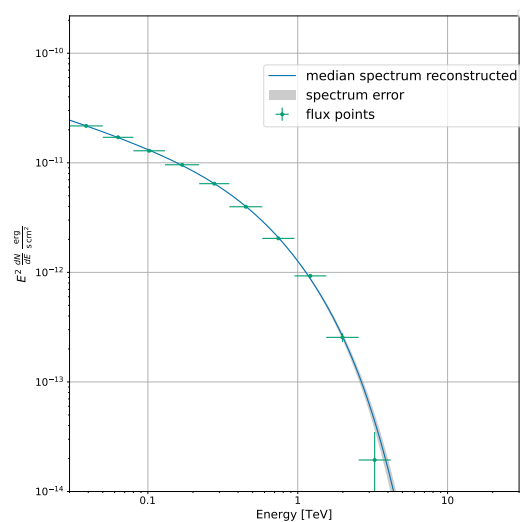
E. Complément à l'analyse long terme des AGN

Source	$\Phi_0$ (en $\text{TeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )	$\Gamma_0$	$E_0$ (en TeV)	$E_{\text{cut}}$ (en TeV)	$\beta$	$z$
PKS2155-304	$8.23 \pm 0.02 \times 10^{-10}$	$2.082 \pm 0.003$	$1.69 \times 10^{-1}$	$10.8 \pm 1.5$	$0.030 \pm 0.004$	0.116
1ES1101-232	$4.01 \pm 0.04 \times 10^{-11}$	$1.506 \pm 0.014$	$2.77 \times 10^{-1}$	$27.8 \pm 1.5$	$0.000$	0.186
APLibrae	$7.29 \pm 0.07 \times 10^{-11}$	$2.396 \pm 0.013$	$1.69 \times 10^{-1}$	$10.6 \pm 5.9$	$0.020 \pm 0.015$	0.048
PKS1510-089	$1.89 \pm 0.03 \times 10^{-10}$	$3.048 \pm 0.034$	$1.02 \times 10^{-1}$	$-0.32 \pm 0.01$	$0.500 \pm 0.000$	0.360
1ES0229+200	$4.50 \pm 0.05 \times 10^{-11}$	$1.403 \pm 0.015$	$1.69 \times 10^{-1}$	$87 \pm 110$	$0.000 \pm 0.000$	0.139
H1426+428	$9.86 \pm 0.06 \times 10^{-11}$	$1.541 \pm 0.009$	$1.69 \times 10^{-1}$	$19.4 \pm 3.9$	$0.000 \pm 0.000$	0.129
1ES1011+496	$1.394 \pm 0.008 \times 10^{-9}$	$1.836 \pm 0.008$	$1.02 \times 10^{-1}$	$0.979 \pm 0.039$	$0.000 \pm 0.001$	0.212
Mrk421	$4.037 \pm 0.004 \times 10^{-9}$	$1.618 \pm 0.001$	$1.69 \times 10^{-1}$	$1.117 \pm 0.003$	$0.000 \pm 0.000$	0.030
Mrk501	$6.47 \pm 0.01 \times 10^{-10}$	$1.922 \pm 0.002$	$1.69 \times 10^{-1}$	$9.10 \pm 0.33$	$0.010 \pm 0.002$	0.033
NGC1275	$8.84 \pm 0.08 \times 10^{-10}$	$2.461 \pm 0.014$	$1.02 \times 10^{-1}$	$0.864 \pm 0.084$	$0.013 \pm 0.013$	0.018
M87	$9.6 \pm 0.1 \times 10^{-11}$	$2.146 \pm 0.021$	$1.02 \times 10^{-1}$	$9.01 \pm 2.14$	$0.002 \pm 0.012$	0.004
WComae	$2.25 \pm 0.03 \times 10^{-10}$	$1.975 \pm 0.020$	$1.02 \times 10^{-1}$	$1.18 \pm 0.09$	$0.000 \pm 0.000$	0.102
3C66A	$1.60 \pm 0.03 \times 10^{-9}$	$1.949 \pm 0.028$	$1.02 \times 10^{-1}$	$1.16 \pm 0.31$	$0.018 \pm 0.018$	0.335
BLLac	$7.19 \pm 0.07 \times 10^{-10}$	$2.396 \pm 0.013$	$1.02 \times 10^{-1}$	$0.898 \pm 0.083$	$0.004 \pm 0.012$	0.069
1ES1215+303	$9.63 \pm 0.05 \times 10^{-10}$	$2.011 \pm 0.008$	$1.02 \times 10^{-1}$	$0.957 \pm 0.032$	$0.000 \pm 0.000$	0.130
1ES1218+304	$8.95 \pm 0.03 \times 10^{-10}$	$1.800 \pm 0.006$	$1.02 \times 10^{-1}$	$16.8 \pm 10.2$	$0.029 \pm 0.007$	0.184
PKS1222+216	$6.2 \pm 0.4 \times 10^{-10}$	$2.606 \pm 0.081$	$6.32e - 02$	$1.01 \pm 0.88$	$0.000 \pm 0.002$	0.434
IC310	$7.50 \pm 0.15 \times 10^{-12}$	$1.707 \pm 0.020$	$2.77 \times 10^{-1}$	$14.9 \pm 2.2$	$0.000$	0.019

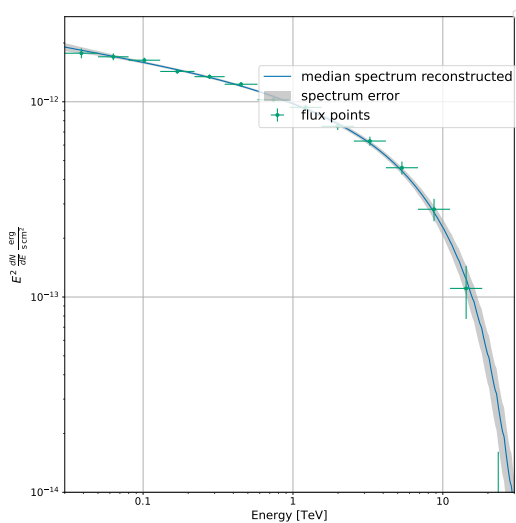
**Table E.1:** Paramètres spectraux des spectres médians reconstruits pour l'ensemble des sources.



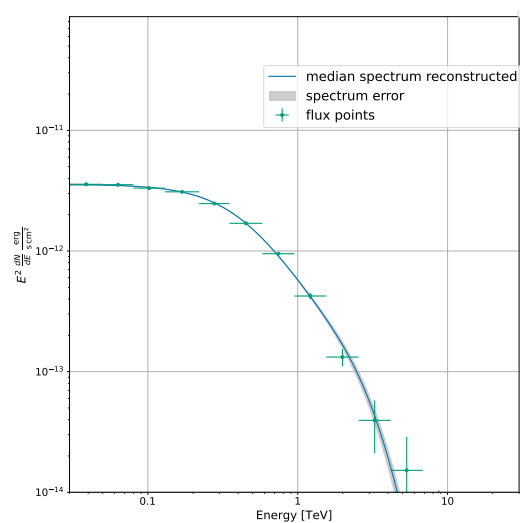
(a) Spectre médian reconstruit pour Mrk501.



(b) Spectre médian reconstruit pour NGC1275.



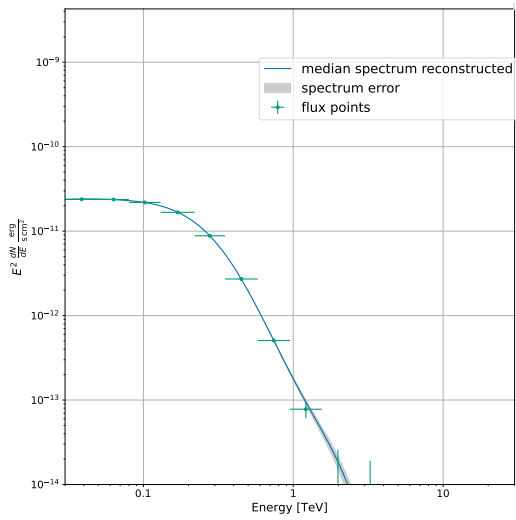
(c) Spectre médian reconstruit pour M87.



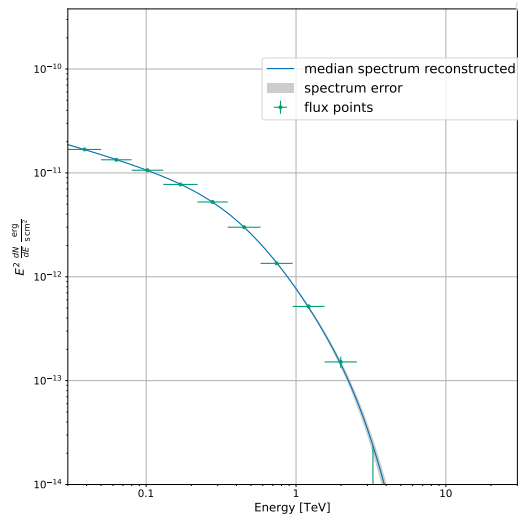
(d) Spectre médian reconstruit pour WComae.

**Figure E.22:** Spectres médians reconstruits pour Mrk501, NGC1275, M87 et WComae pour l'ensemble des 20 ans d'observations. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.14.

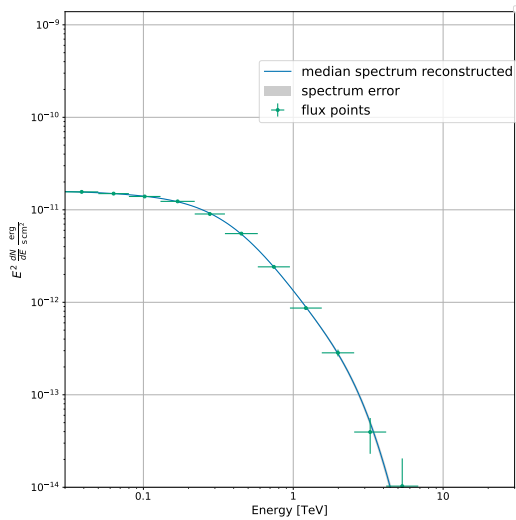
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



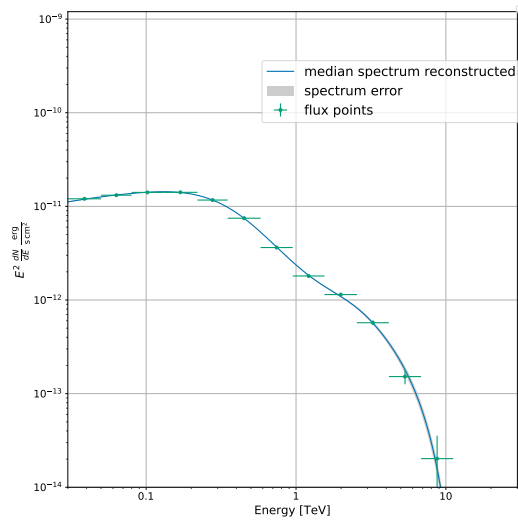
(a) Spectre médian reconstruit pour 3C66A.



(b) Spectre médian reconstruit pour BLLac.

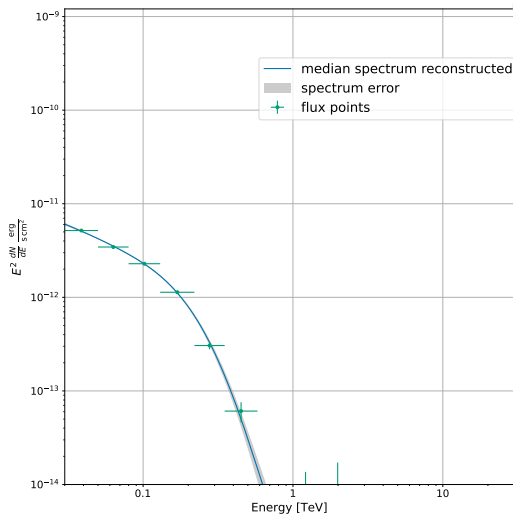


(c) Spectre médian reconstruit pour 1ES1215+303.

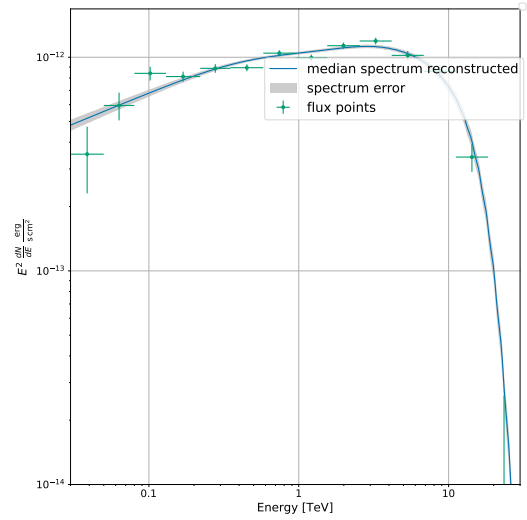


(d) Spectre médian reconstruit pour 1ES1218+304.

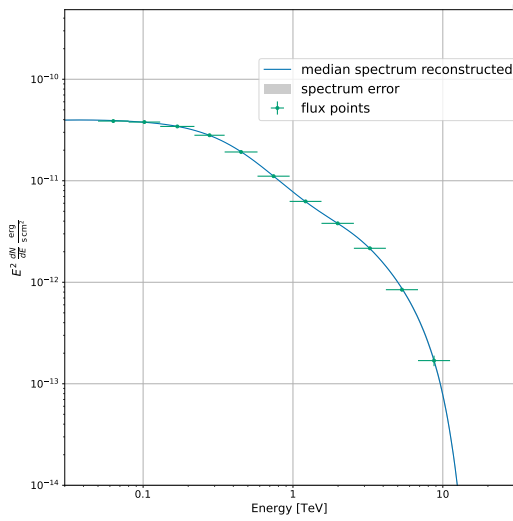
**Figure E.23:** Spectres médians reconstruits pour 3C66A, BLLac, 1ES1215+303 et 1ES1218+304 pour l'ensemble des 20 ans d'observations. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.14.



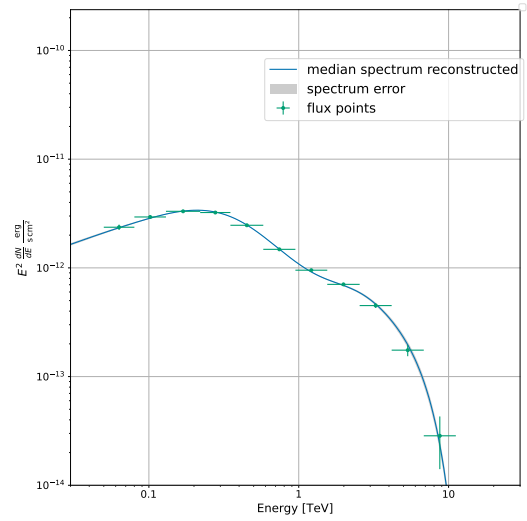
(a) Spectre médian reconstruit pour PKS1222+216.



(b) Spectre médian reconstruit pour IC310.



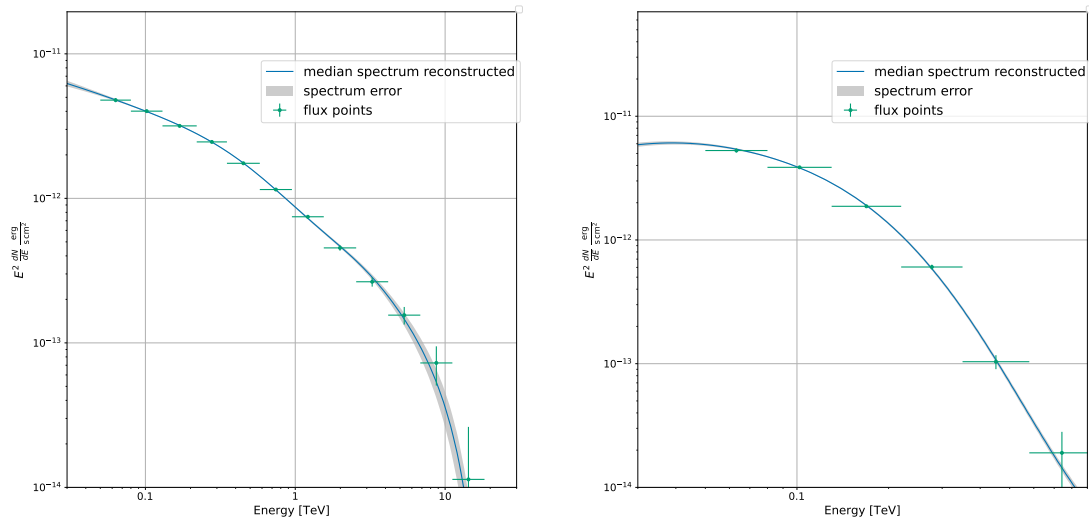
(c) Spectre médian reconstruit pour PKS2155-304.



(d) Spectre médian reconstruit pour 1ES1101-232.

**Figure E.24:** Spectres médians reconstruits pour PKS1222+216, IC310, PKS2155-304 et 1ES1101-232 pour l'ensemble des 20 ans d'observations. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.14.

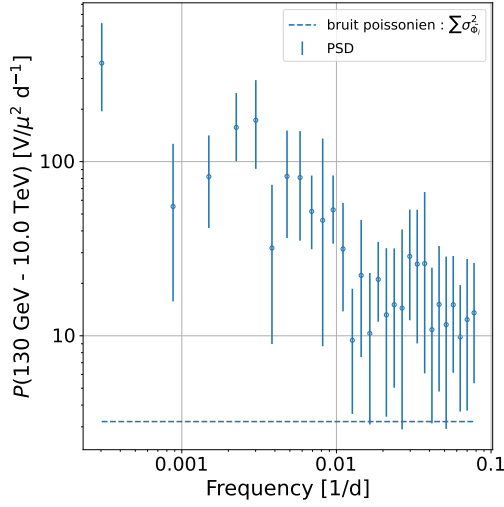
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



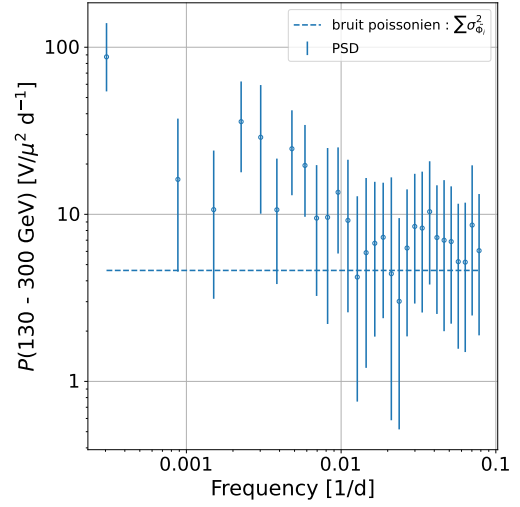
(a) Spectre médian reconstruit pour APLibrae.

(b) Spectre médian reconstruit pour PKS1510-089.

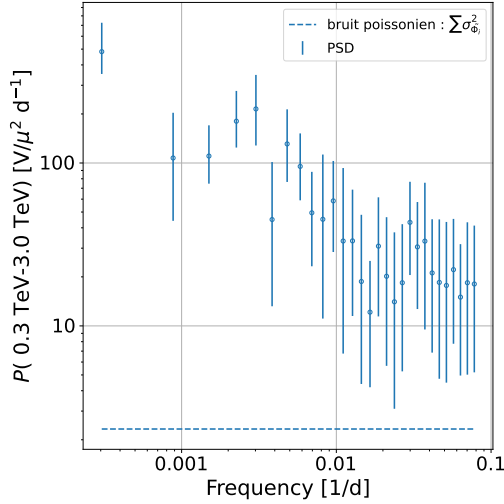
**Figure E.25:** Spectres médians reconstruits pour APLibrae et PKS1510-089 pour l'ensemble des 20 ans d'observations. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.14.



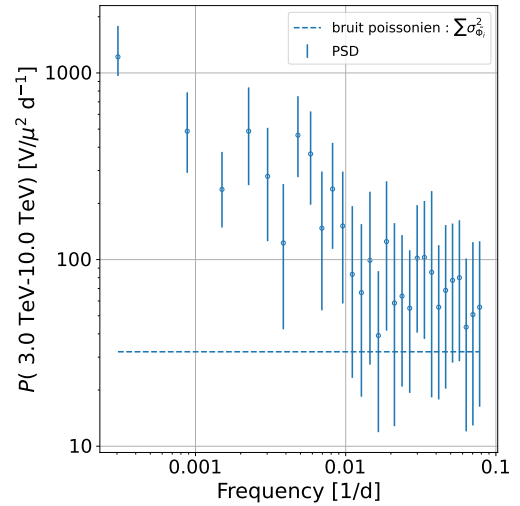
(a) PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.



(b) PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.



(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.



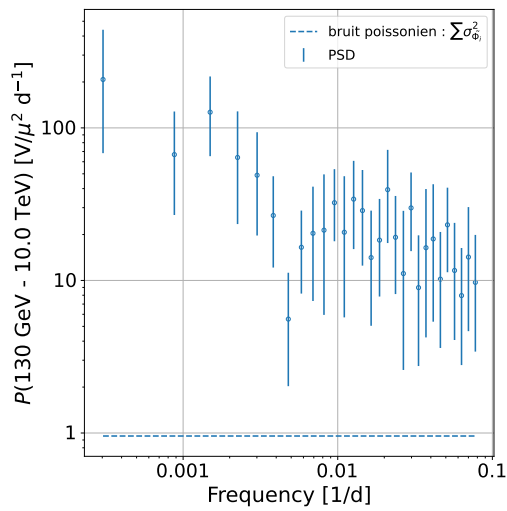
(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

**Figure E.26:** PSD des LC de 1ES0229+200 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.

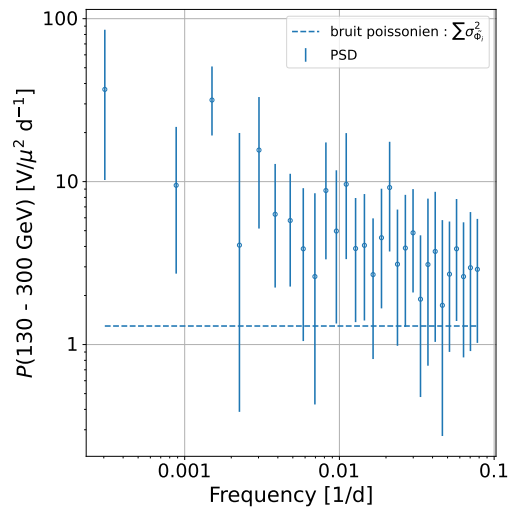
### E.2.0.3 PSD

Ici on trouvera les PSD reconstruites à partir des LC présentés dans la section E.2.0.1 pour l'ensemble des sources du programme d'observation à long terme des AGN avec CTAO, listées dans le tableau 5.1.

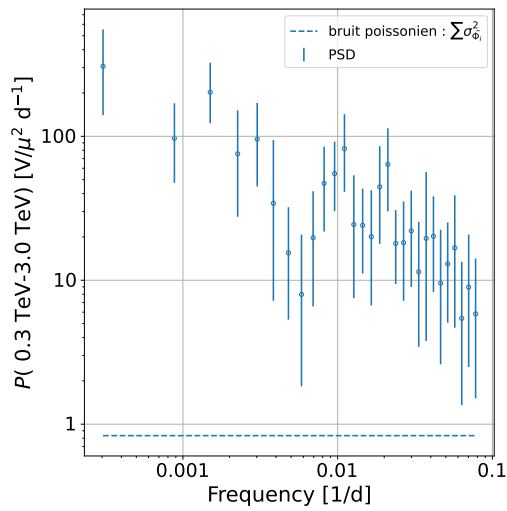
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



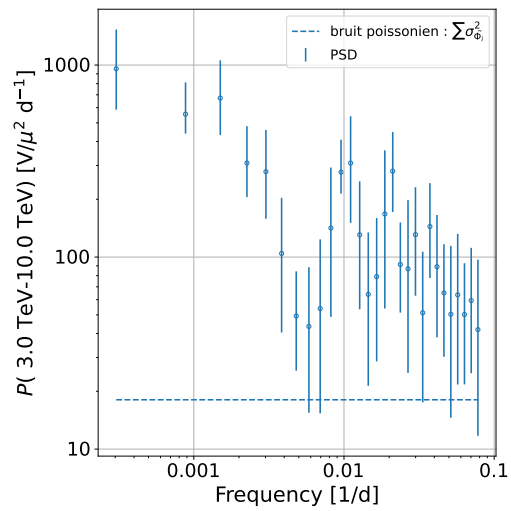
(a) PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.



(b) PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.

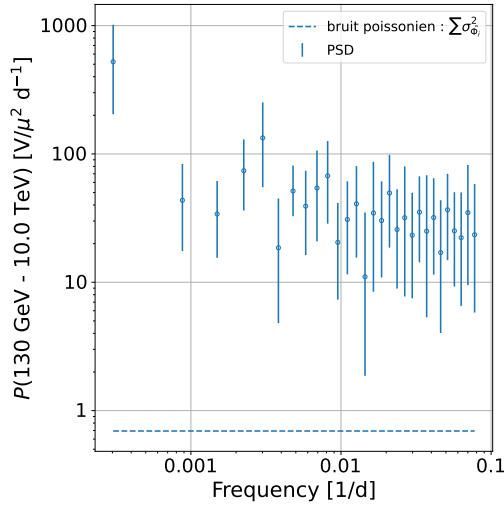


(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.

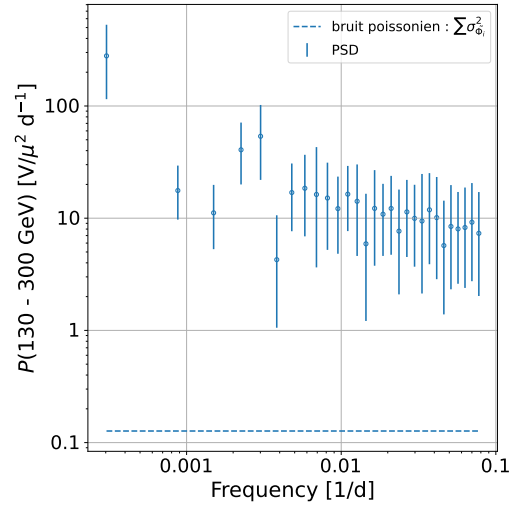


(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

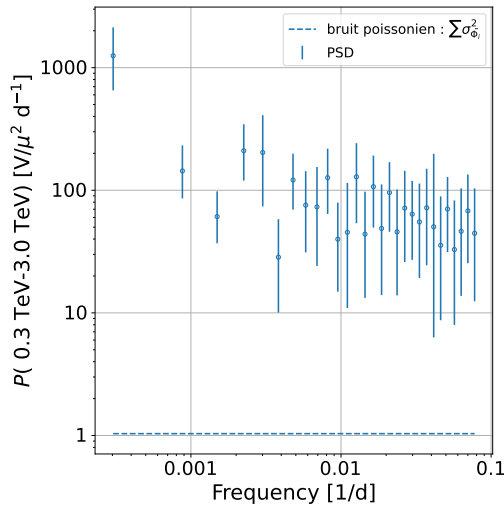
**Figure E.27:** PSD des LC de H1426+428 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.



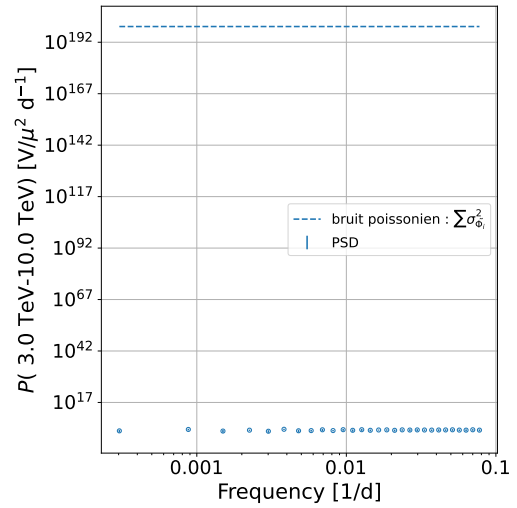
(a) PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.



(b) PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.



(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.

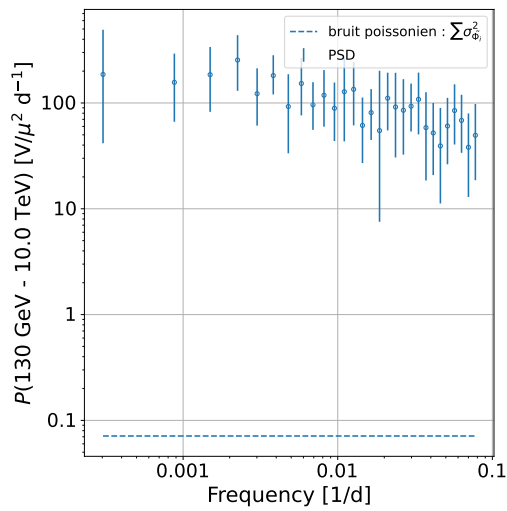


(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

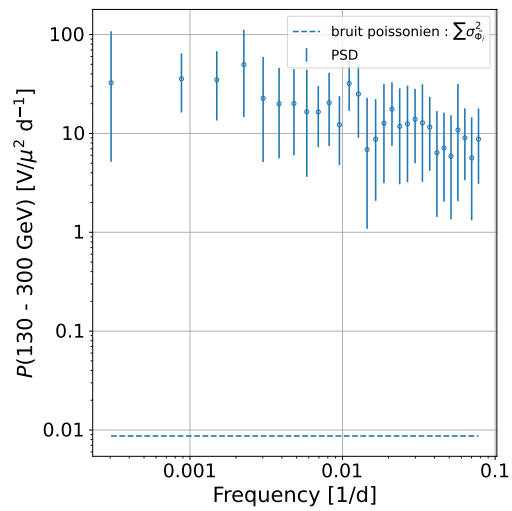
**Figure E.28:** PSD des LC de 1ES1011+496 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.



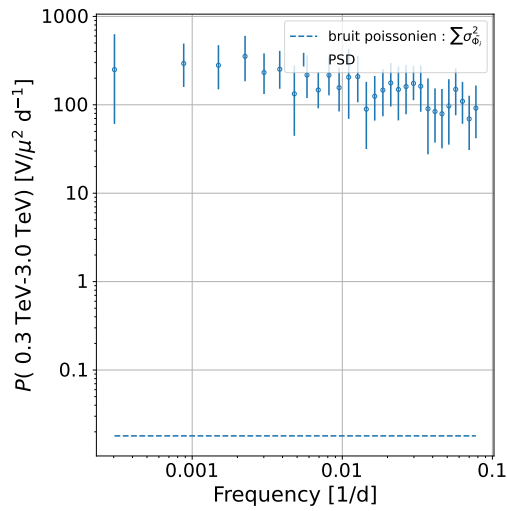
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



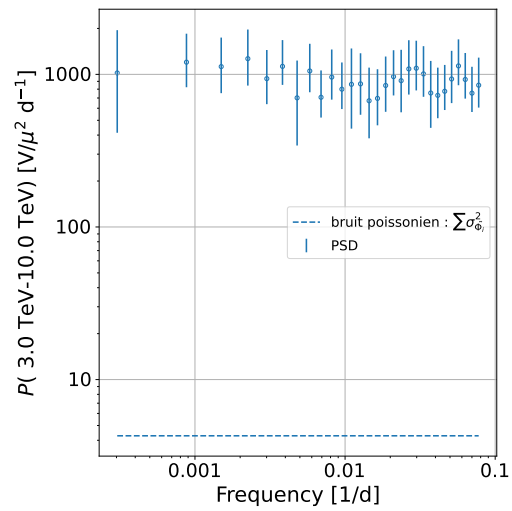
(a) PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.



(b) PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.

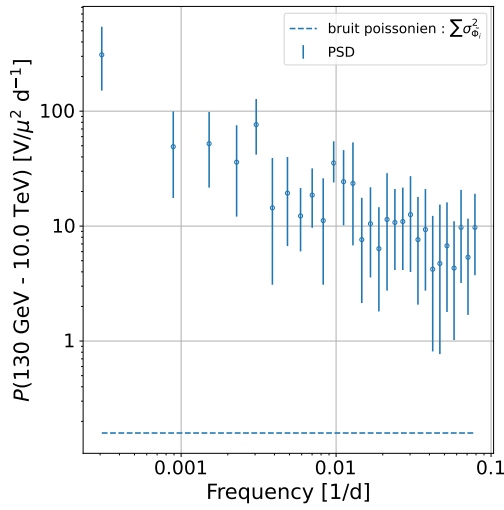


(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.

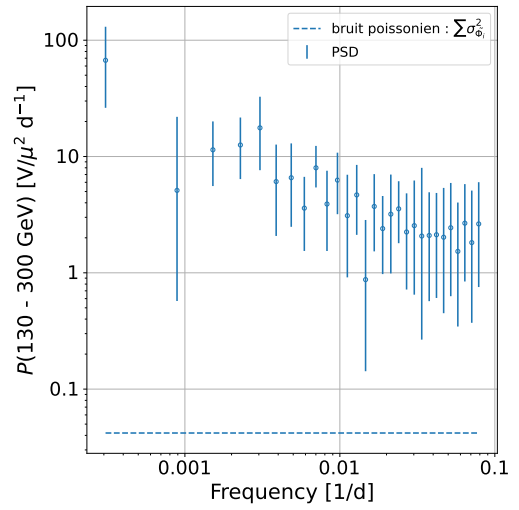


(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

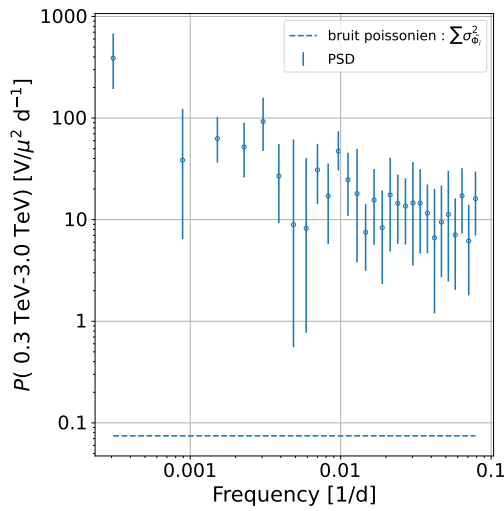
**Figure E.29:** PSD des LC de Mrk421 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.



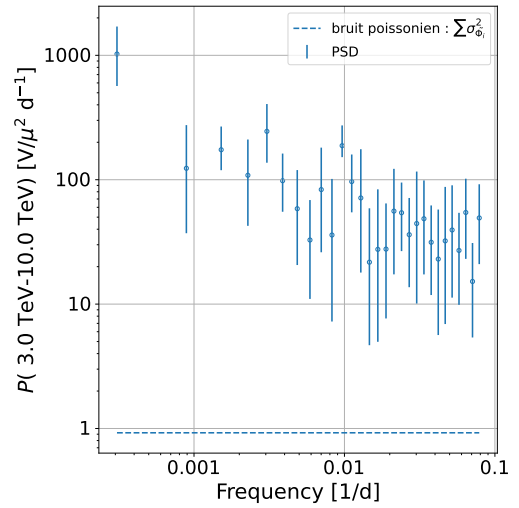
(a) PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.



(b) PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.



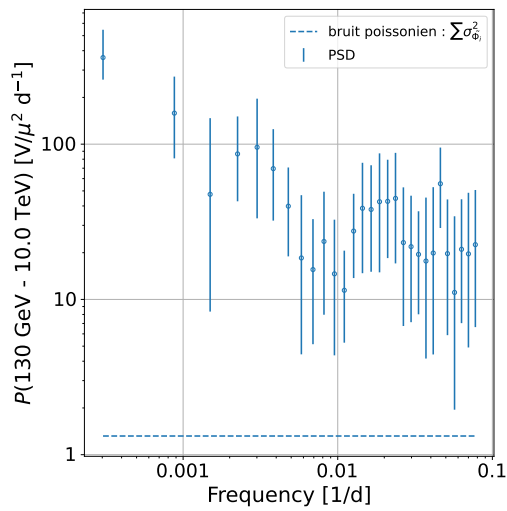
(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.



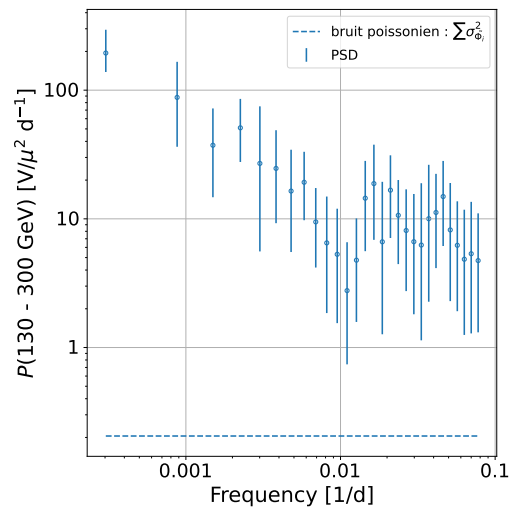
(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

**Figure E.30:** PSD des LC de Mrk501 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.

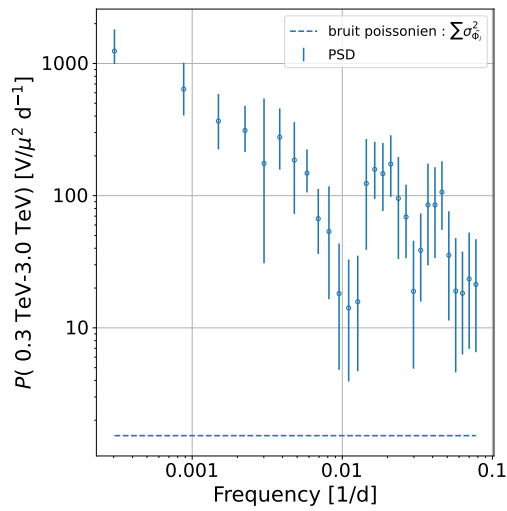
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



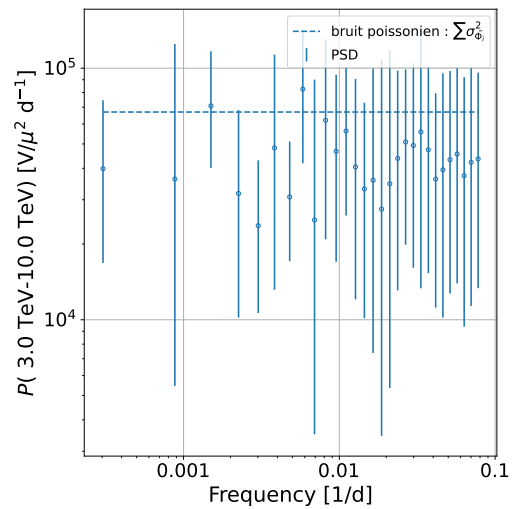
(a) PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.



(b) PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.

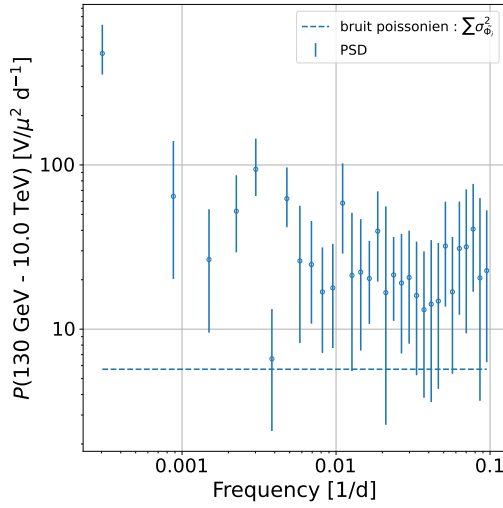


(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.

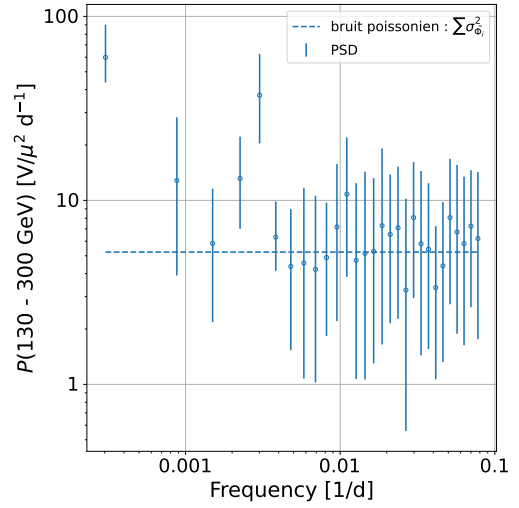


(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

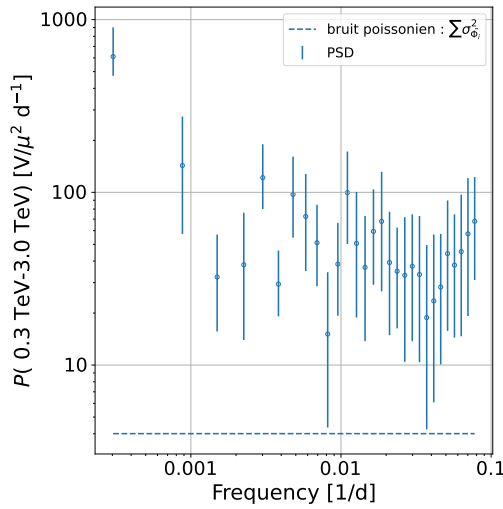
**Figure E.31:** PSD des LC de NGC1275 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.



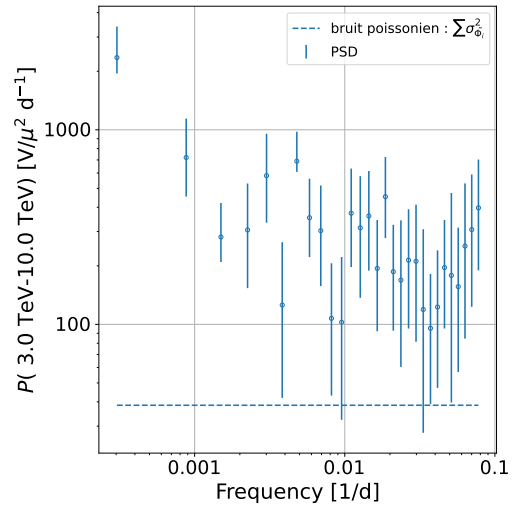
(a) PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.



(b) PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.



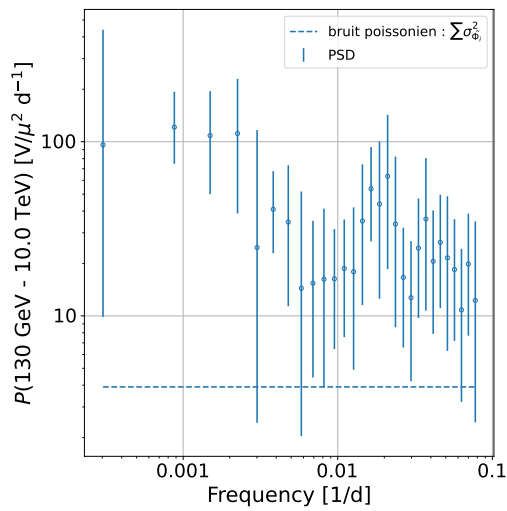
(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.



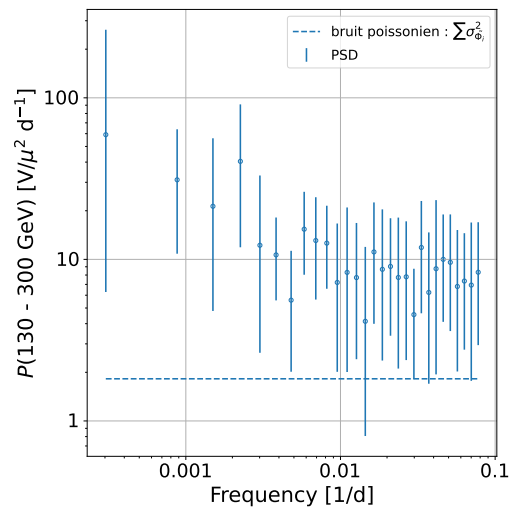
(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

**Figure E.32:** PSD des LC de M87 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.

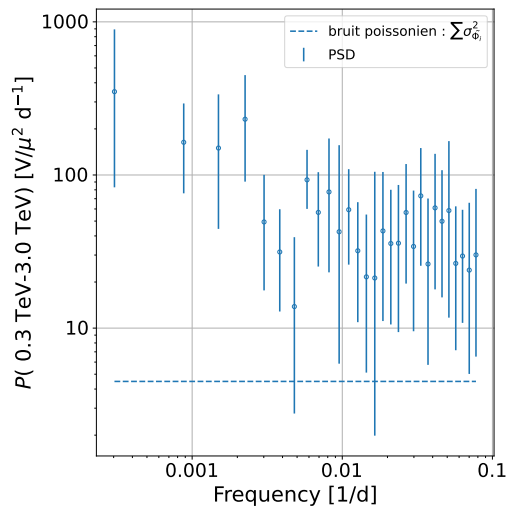
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



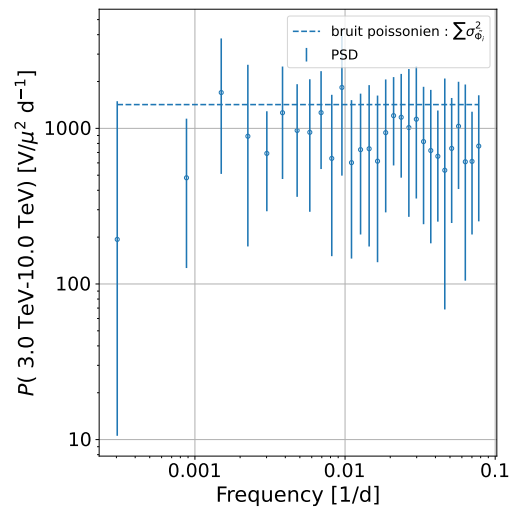
(a) PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.



(b) PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.

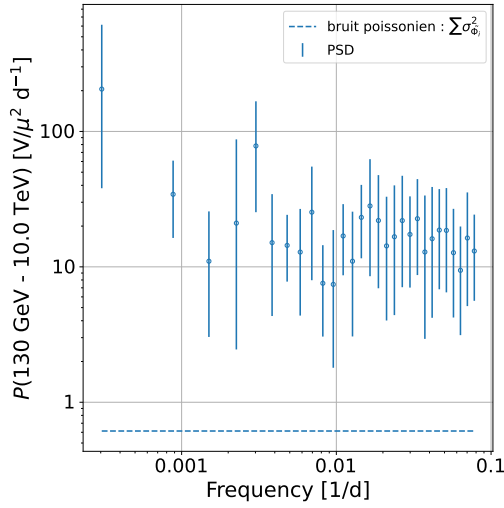


(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.

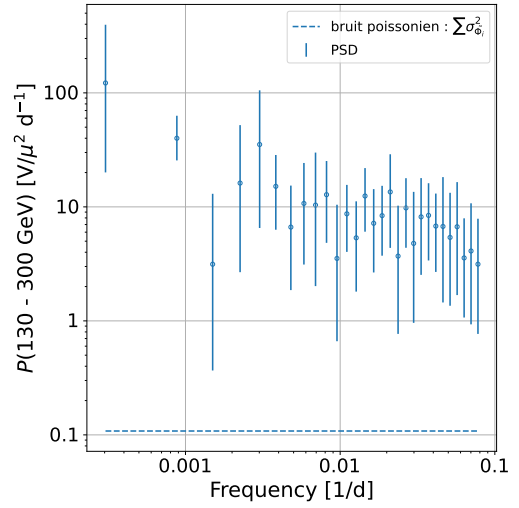


(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

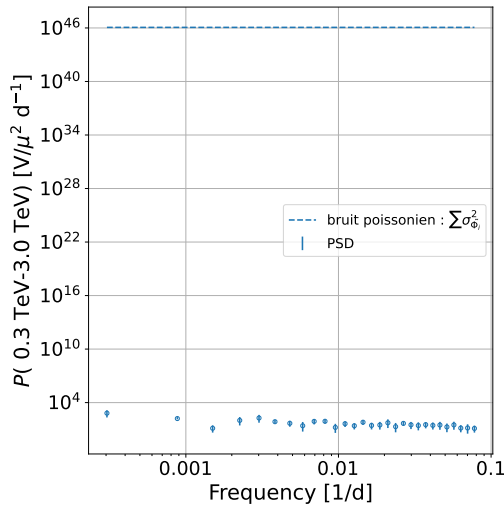
**Figure E.33:** PSD des LC de WComae dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.



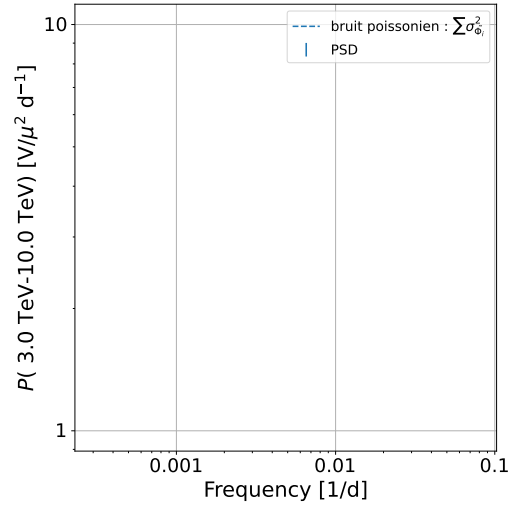
(a) PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.



(b) PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.



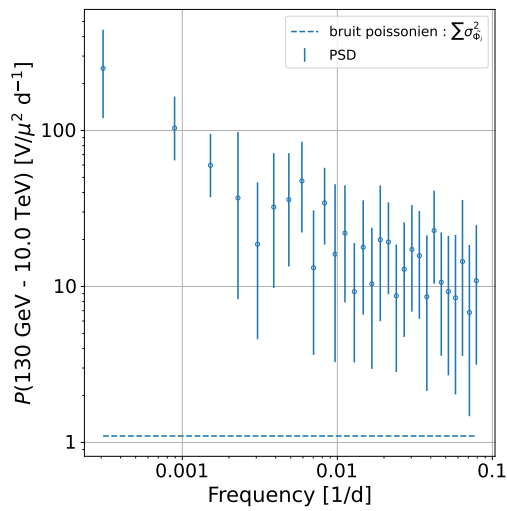
(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.



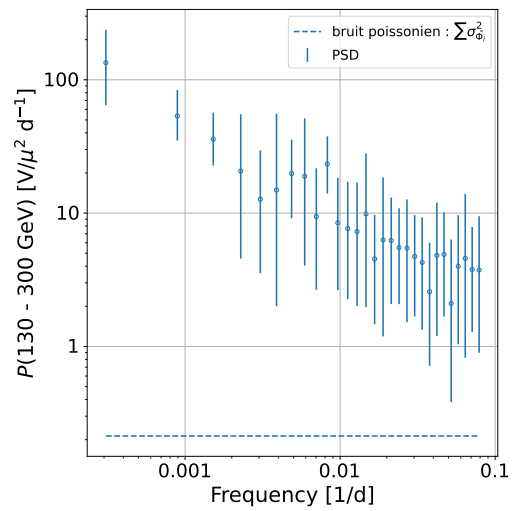
(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

**Figure E.34:** PSD des LC de 3C66A dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.

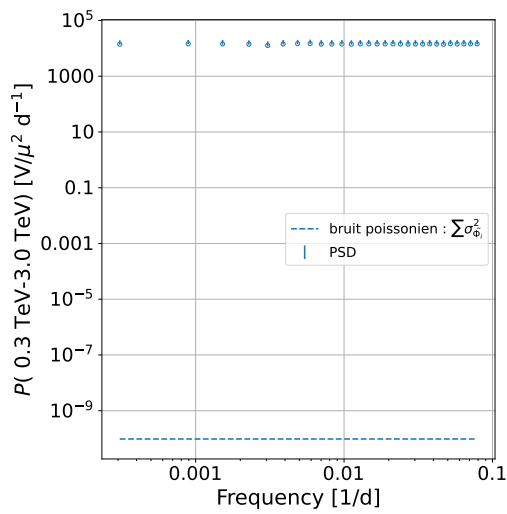
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



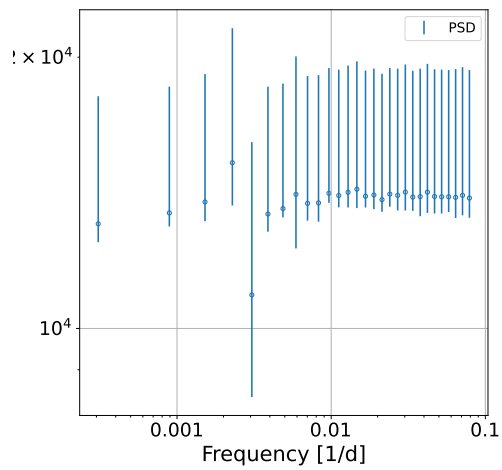
(a) PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.



(b) PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.

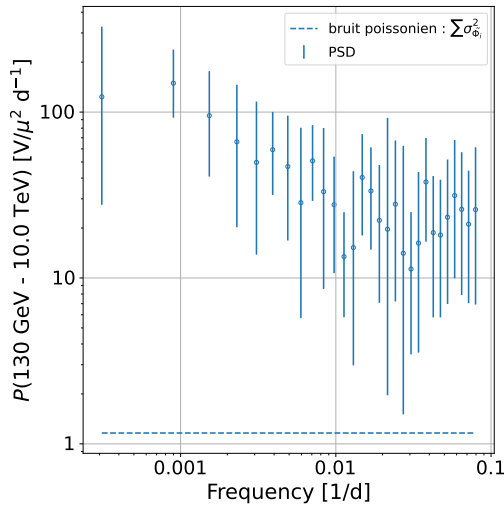


(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.

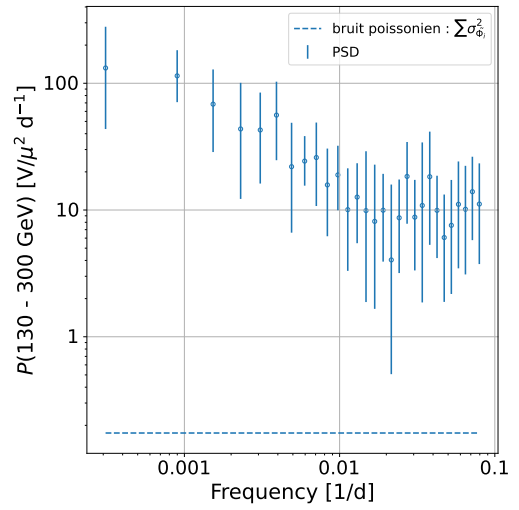


(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

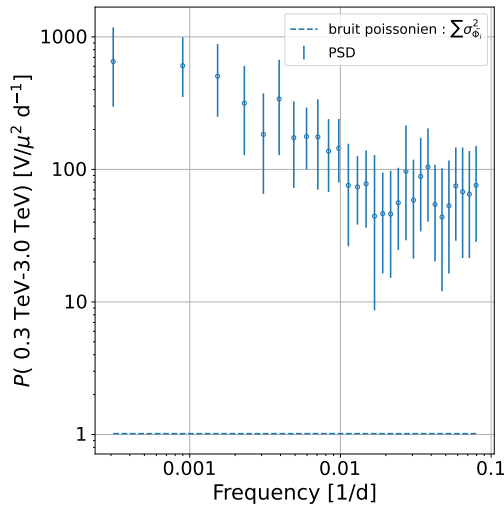
**Figure E.35:** PSD des LC de BLLac dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.



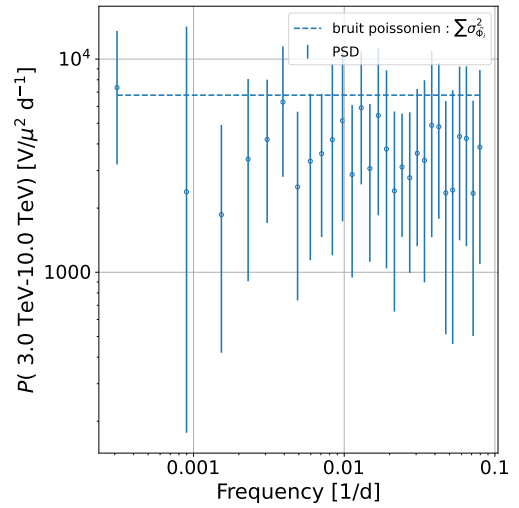
(a) PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.



(b) PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.



(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.

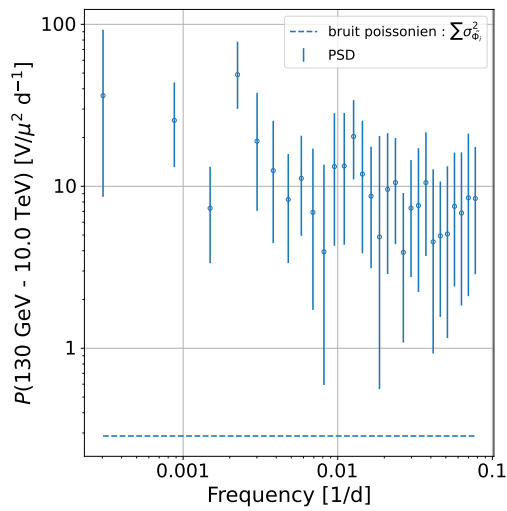


(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

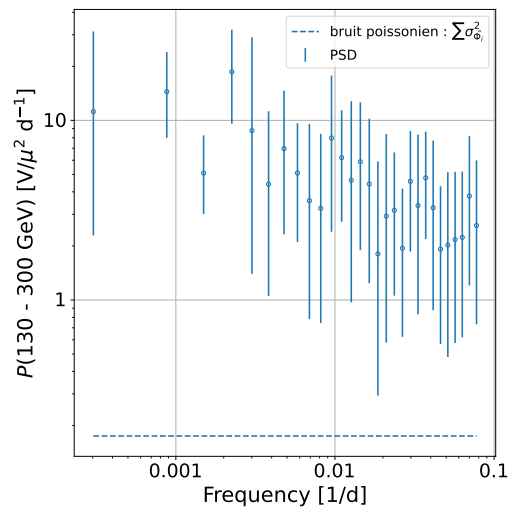
**Figure E.36:** PSD des LC de 1ES1215+303 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.



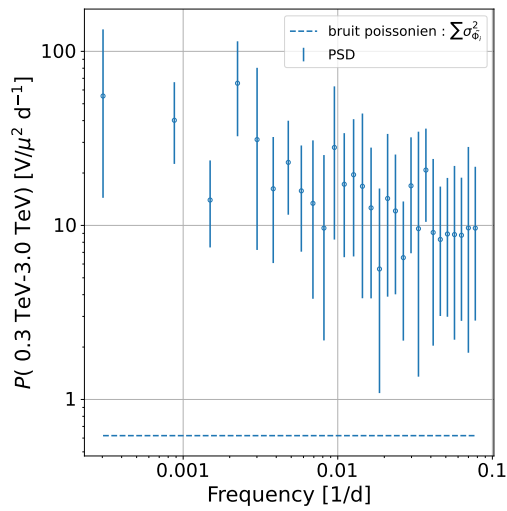
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



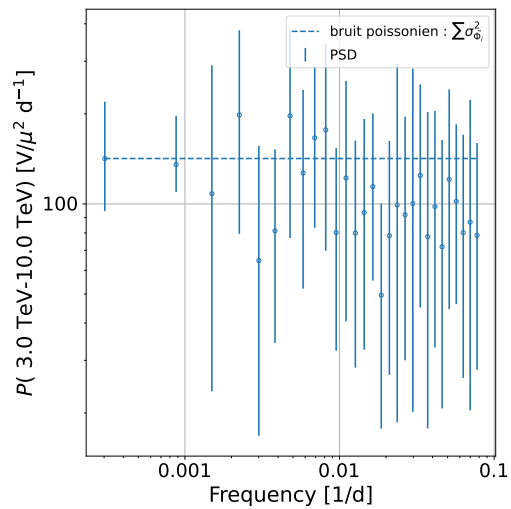
(a) *PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.*



(b) *PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.*

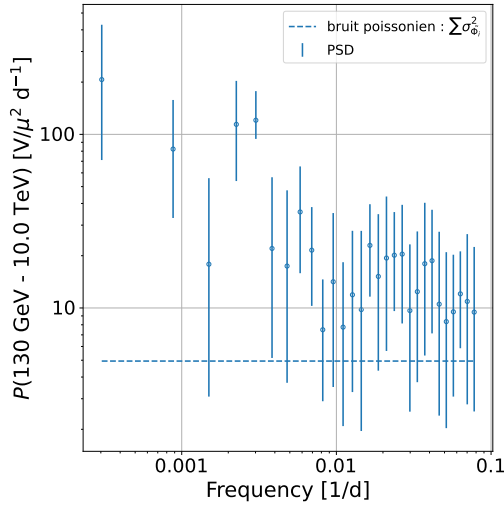


(c) *PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.*

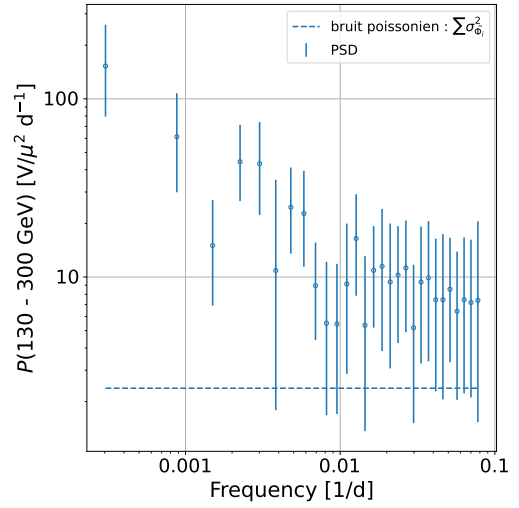


(d) *PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.*

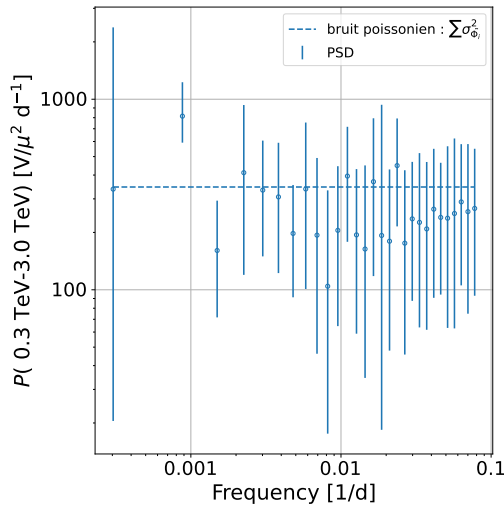
**Figure E.37:** *PSD des LC de 1ES1218+304 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.*



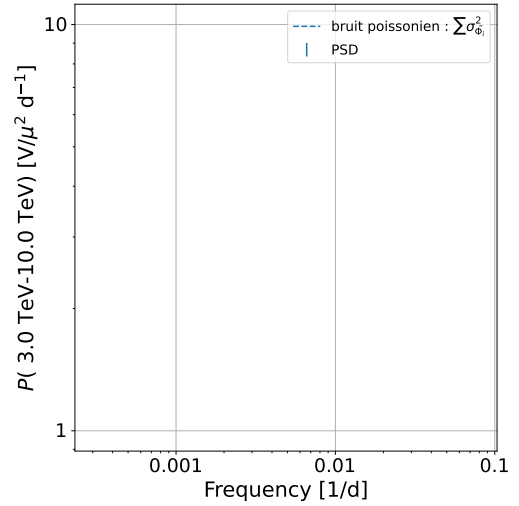
(a) PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.



(b) PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.



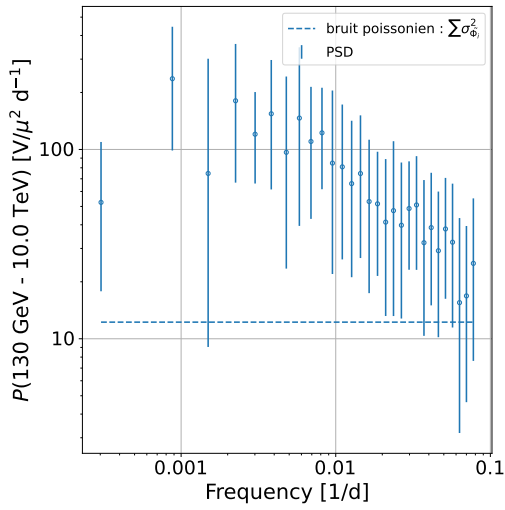
(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.



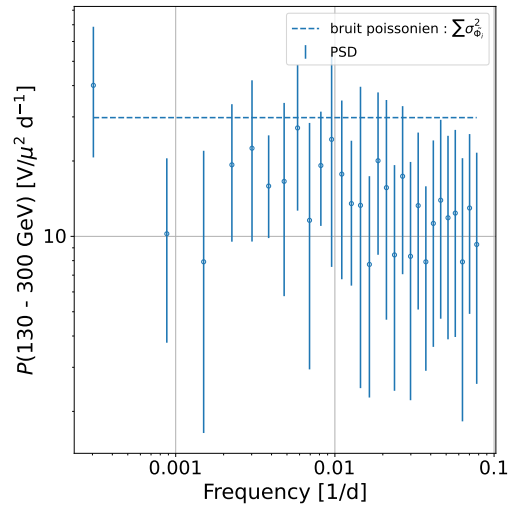
(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

**Figure E.38:** PSD des LC de PKS1222+216 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.

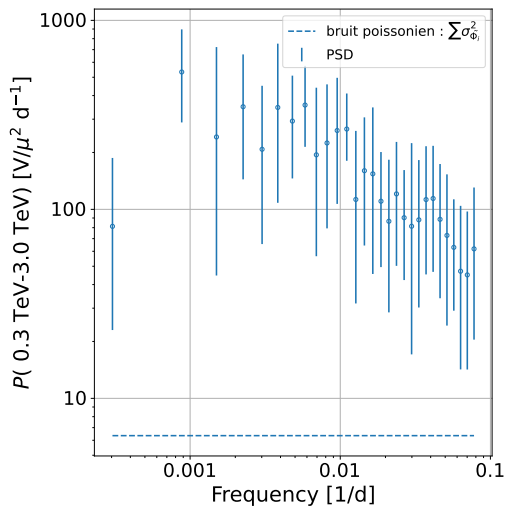
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



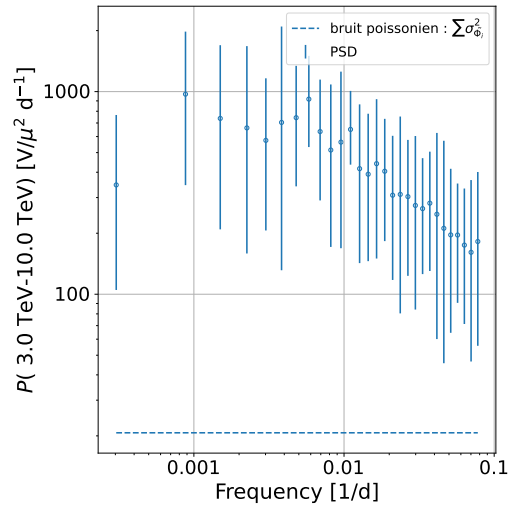
(a) *PSD de la LC au-dessus de 50 GeV.*



(b) *PSD de la LC entre 50 et 300 GeV.*

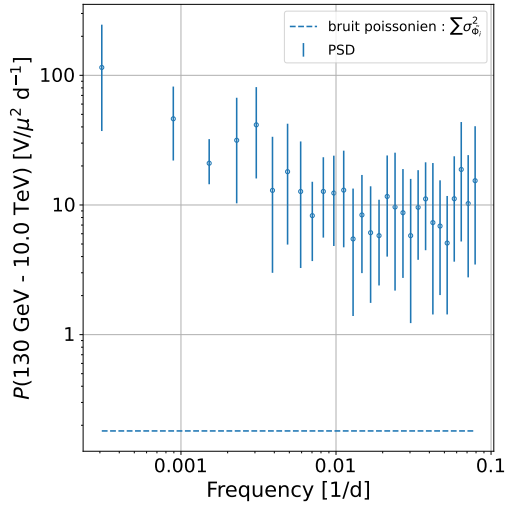


(c) *PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.*

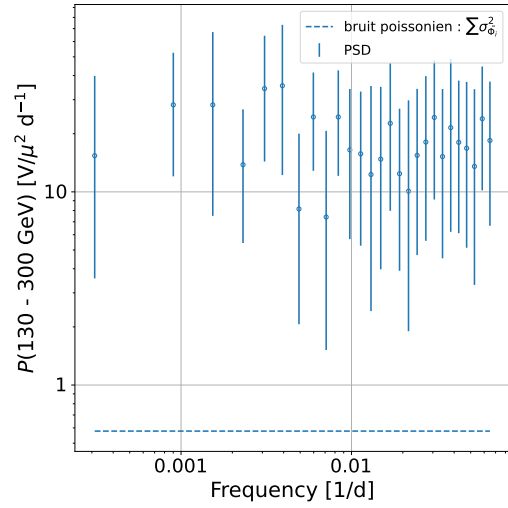


(d) *PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.*

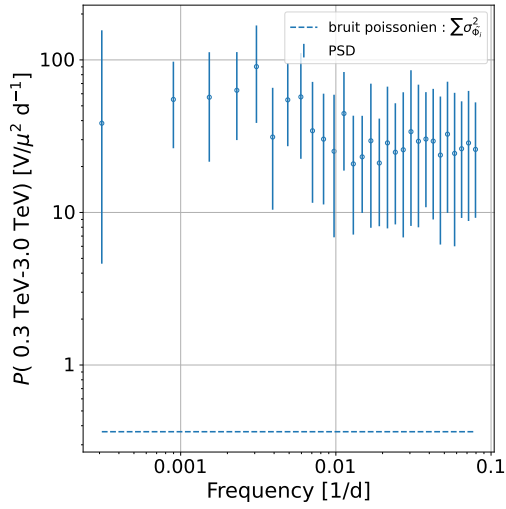
**Figure E.39:** *PSD des LC de IC310 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.*



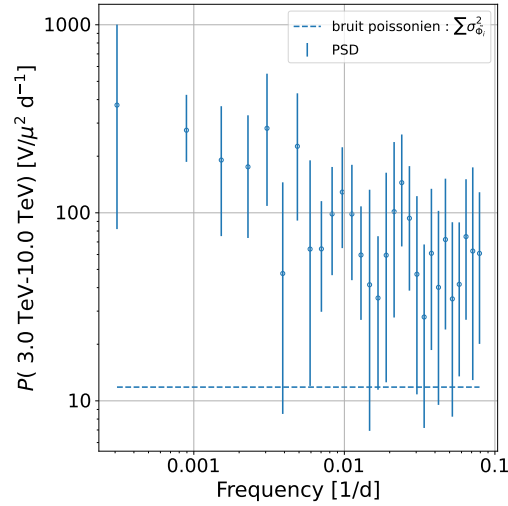
(a) PSD de la LC au-dessus de 130 GeV.



(b) PSD de la LC entre 130 et 300 GeV.

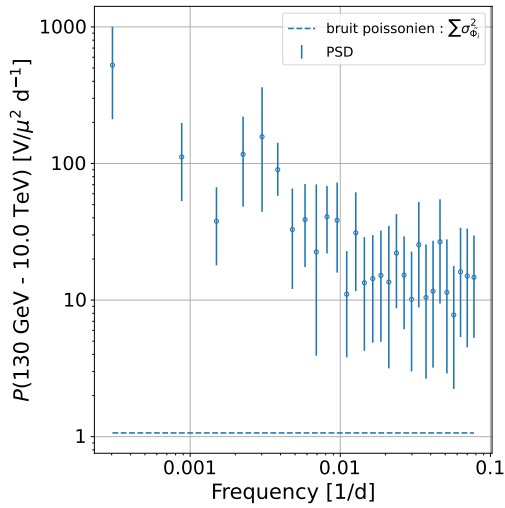


(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.

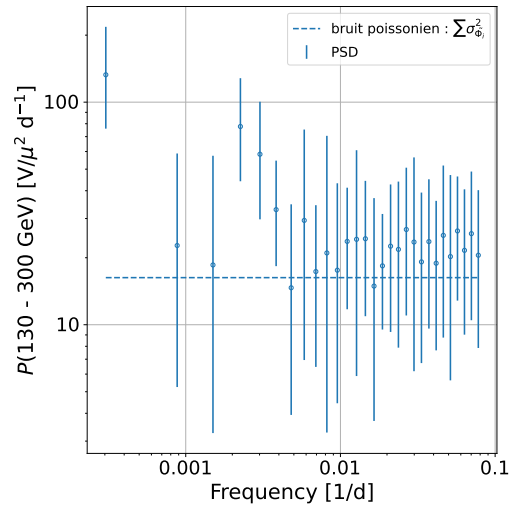


(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

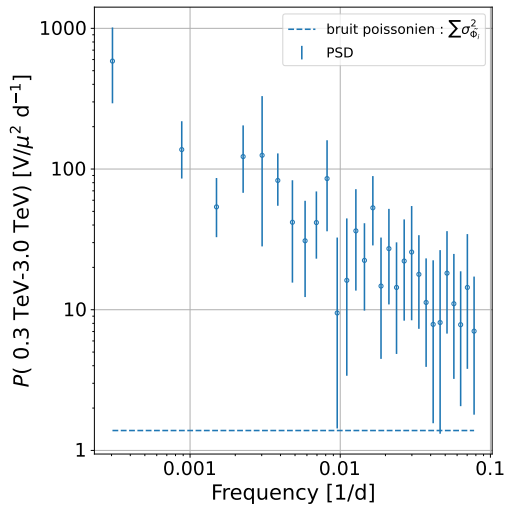
**Figure E.40:** PSD des LC de PKS2155-304 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.



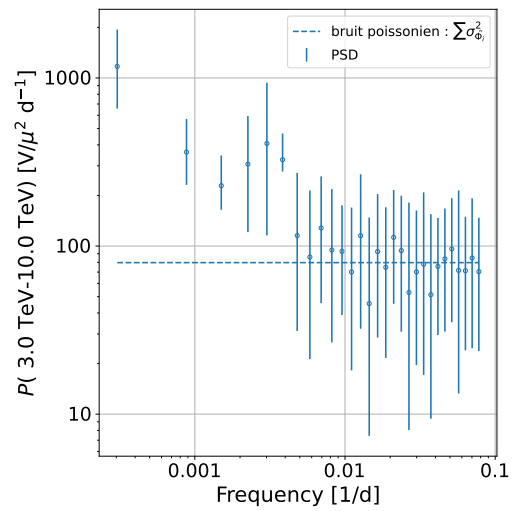
(a) *PSD de la LC au-dessus de 130 GeV.*



(b) *PSD de la LC entre 130 et 300 GeV.*

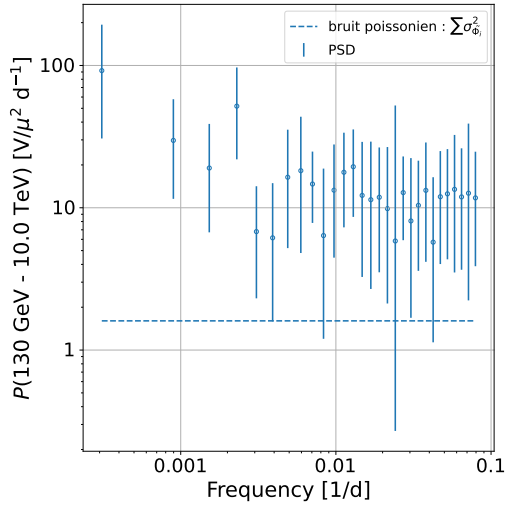


(c) *PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.*

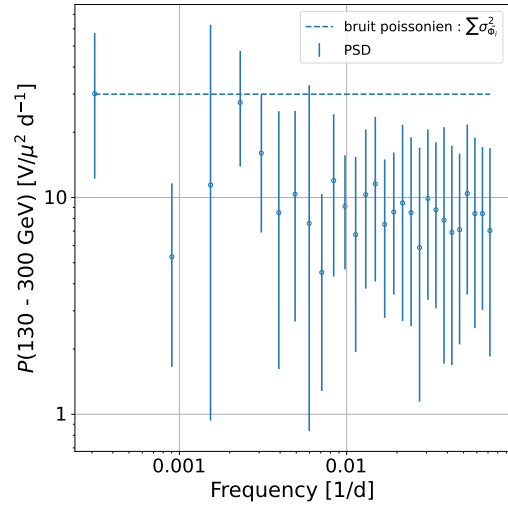


(d) *PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.*

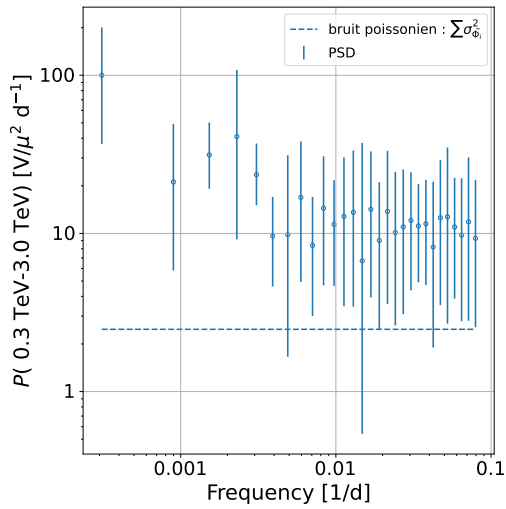
**Figure E.41:** *PSD des LC de 1ES1101-232 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.*



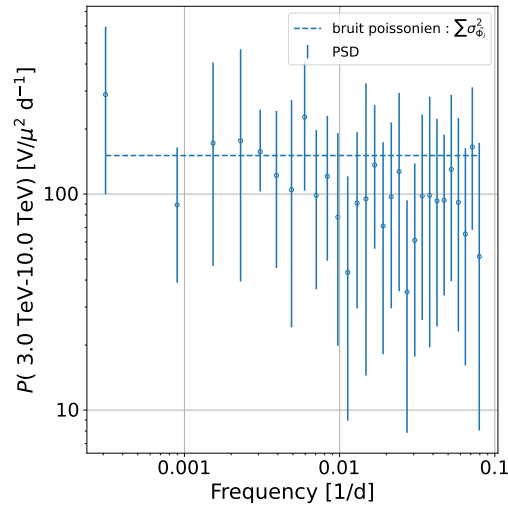
(a) PSD de la LC au-dessus de 130 GeV.



(b) PSD de la LC entre 130 et 300 GeV.



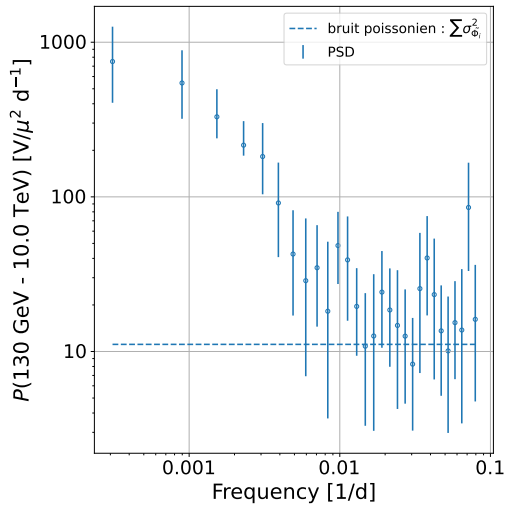
(c) PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.



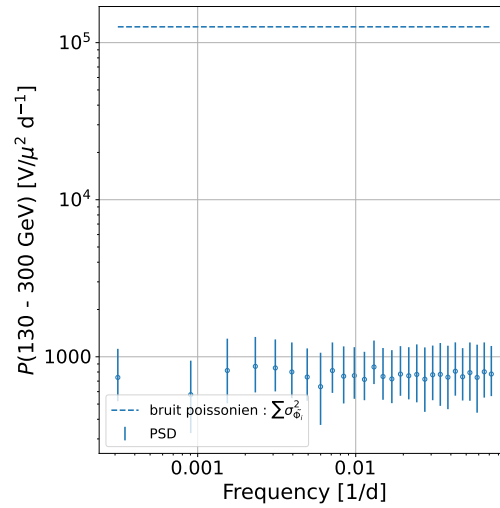
(d) PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.

**Figure E.42:** PSD des LC de APLibrae dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.

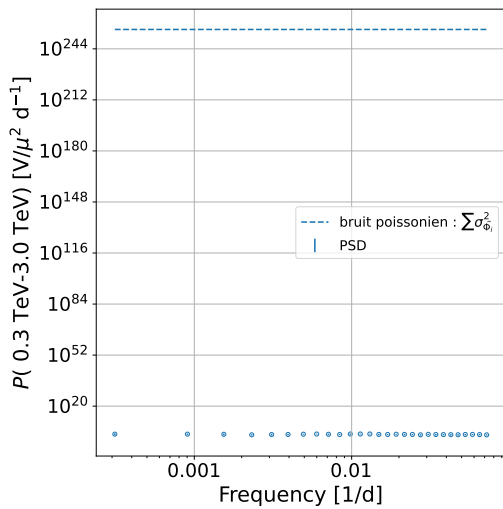
## E. Complément à l'analyse long terme des AGN



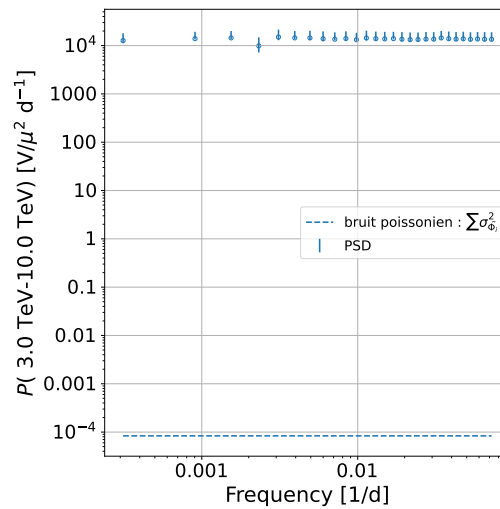
(a) *PSD de la LC au-dessus de 130 GeV.*



(b) *PSD de la LC entre 130 et 300 GeV.*



(c) *PSD de la LC entre 300 GeV et 3 TeV.*



(d) *PSD de la LC entre 3 et 10 TeV.*

**Figure E.43:** *PSD des LC de PKS1510-089 dans les différentes bandes en énergie. La description de la figure est la même que celle de la figure 5.16.*

## Description statistique de la détection d'hystérésis dans les diagrammes HR

Cette annexe porte sur la quantification du niveau de confiance qu'on peut accorder à un éventuel hystérésis dans un diagramme HR comme nous avons pu le voir dans le chapitre 6. Pour ce faire, nous avons développé une méthode ainsi qu'un estimateur statistique que nous allons décrire dans la suite.

Tout d'abord nous introduisons le problème de recherche d'hystérésis et la méthode employée ainsi que notre estimateur statistique dans la partie F.1. Ensuite, nous présentons la démarche utilisée pour caractériser notre estimateur dans la partie F.2. Les résultats de cette étude sont présentés dans la section F.3. Finalement, la conclusion est faite dans F.4.

### F.1 Recherche d'hystérésis dans le diagramme HR

Pour rappel, un diagramme HR représente l'évolution d'un flux calculé dans 2 bandes en énergie, en fonction du rapport des flux calculés dans ces bandes. La présence d'un hystérésis dans un tel diagramme signifie de manière grossière que l'évolution du flux dans chacune des bandes, typiquement durant une éruption dans le cas d'un AGN, ne suit pas la même dynamique temporelle. On peut par exemple se référer à la figure 6.16.

#### F.1.1 Utilisation de l'analyse par composante principale

Plusieurs méthodes ont été étudiées pour chercher à quantifier la présence d'un hystérésis dans le diagramme HR. Nous évoquerons par exemple l'idée initiale d'ajuster un modèle analytique, telle une ellipse, sur le diagramme. Ce type de méthode présente deux limitations majeures. La première est son incapacité à fournir un test statistique convainquant avec des hypothèses qui satisfassent les conditions d'application du théorème de Wilks (Wilks, 1938). Le deuxième problème est relatif au modèle analytique en lui-même, une ellipse reste un cas particulier d'hystérésis, on souhait-



erait en effet avoir un test statistique qui s'affranchisse de la particularité intrinsèque qu'amène tout modèle analytique du problème.

Nous nous sommes alors tournés vers l'analyse en composante principale (PCA<sup>1</sup>). Cette méthode est assez simple par construction, l'idée est de calculer la matrice de covariance des variables aléatoires associées à chacun des axes du diagramme, puis de minimiser leur corrélations en diagonalisant la matrice de covariance. La base nouvellement formée par les vecteurs propres est alors une base dans laquelle les variables aléatoires sont décorréliées au maximum. Cette base nous permettra alors d'affirmer ou infirmer la présence d'un hystérésis, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

Dans la suite nous utiliserons l'implémentation du PCA de `scikit-learn` (Pedregosa et al., 2011), via la classe `sklearn.decomposition.PCA`, dont l'algorithme est basée sur Halko, Martinsson, and Tropp (2009).

### F.1.2 Description statistique du problème

Pour chercher à montrer la présence d'un hystérésis, la question est tout d'abord de savoir si la distribution dans le diagramme est plutôt semblable à une fonction, ou une fonction multivariée. Pour ce faire la PCA est particulièrement adaptée, nous allons donc dans la suite formaliser notre problème, décrire l'algorithme de PCA utilisé, et décrire la distinction entre les deux hypothèses à étudier.

En reprenant le formalisme développé dans 6.3, on peut alors définir  $X$  la variable aléatoire qui décrit la valeur du HR défini par l'équation 6.1, et  $Y$  la variable aléatoire qui décrit la somme des flux intégrés dans les deux bandes en énergie. On définit alors la matrice de covariance des variables comme suit :

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \text{Var}(X) & \text{Cov}(X, Y) \\ \text{Cov}(Y, X) & \text{Var}(Y) \end{pmatrix} \quad (\text{F.1})$$

Les terme non-diagonaux de cette matrice indiquent donc les corrélations entre les différentes variables. On comprend rapidement que si cette matrice est diagonale, alors la corrélation entre les variables est nulle. La PCA consiste en la recherche d'une base qui minimiserait les corrélations entre  $X$  et  $Y$ . Pour ce faire il suffit de diagonaliser au maximum la matrice de covariance des variables  $\Sigma$ , en effectuant une décomposition en valeurs singulières. On cherche alors les matrices  $\mathbf{U}$ ,  $\mathbf{V}$  et  $\mathbf{S}$  telles que :

$$\Sigma = \mathbf{U}\mathbf{S}\mathbf{V}^T \quad (\text{F.2})$$

$\mathbf{U}$  et  $\mathbf{V}$  sont deux matrices orthogonales appelées respectivement vecteurs propres à gauche et à droite.  $\mathbf{S}$  est diagonale et contient les valeurs propres. Si on range les vecteurs propres dans l'ordre des valeurs propres, la base formée par les vecteurs propres forme alors une base dans laquelle les corrélation entre  $X$  et  $Y$  sont minimales, et dans cette base  $(X', Y')$  vérifie  $\text{Var}(X') > \text{Var}(Y')$ .

Il est ensuite possible de définir une grandeur, le ratio de variance expliquée, définie

---

<sup>1</sup>de l'anglais *principal component analysis*

comme :

$$V(X) = \frac{\text{Var}(X)}{\text{Var}(X) + \text{Var}(Y)} \quad (\text{F.3})$$

Par construction  $V(X)$  est entre 0 et 1, et  $V(Y) = 1 - V(X)$ . Cette grandeur est intéressante dans le sens où dans le cas où la corrélation entre  $X$  et  $Y$  est grande, alors la majorité de la variance sera, dans la base définie par le PCA, expliqué principalement selon une seule variable. On aura alors typiquement  $V(X') \approx 1$ . Dans le cas contraire, à savoir avec  $X$  et  $Y$  parfaitement décorrélées, la distribution sera bimodale avec  $V(X') = V(Y') \approx 0.5$ . On voit ici que l'estimateur  $V$  permet de définir une hypothèse statistique comme suit :

- $H_0$  : La distribution est parfaitement corrélée, on a alors  $V_{H_0}(X') \approx 1$  (par construction on a aussi  $V_{H_0}(Y') \approx 0$ ). Cette hypothèse correspond au cas où il n'y a pas d'hystérésis dans le diagramme HR.

Pour tenter de rejeter statistiquement l'hypothèse  $H_0$  à partir d'une observation de diagramme HR, on se sert donc de la grandeur  $V(X)$  (à partir d'ici, on note sans le prime les variables aléatoires exprimées dans la base des vecteurs propres). Cependant, nous ne pouvons pas comparer  $V(X)$  à  $V_{H_0}(X)$  de manière simple. Pour ce faire, il faut construire la distribution de  $V_{H_0}(X)$ . Nous pourrions alors ensuite comparer cette distribution avec la valeur  $V(X)$ , pour alors estimer une  $p_{\text{value}}$  utilisable pour rejeter ou non l'hypothèse  $H_0$ , et alors affirmer ou non la présence d'un hystérésis. Pour construire cette distribution, nous simulons tout d'abord des LC associées à celles représentées par les données  $\tilde{\Phi}(E_1, E_2)$  et  $\tilde{\Phi}(E_2, E_3)$  en effectuant des simulations MC dans les barres d'erreurs des flux de ces LC. On effectue un tirage selon la loi normale. Pour chacune de ces simulations MC, il faut alors extraire une composante qui soit "semblable" à l'hypothèse  $H_0$ . Pour cela il suffit de construire, d'après les LC observées dans la première bande,  $\tilde{\Phi}(E_1, E_2)$ , une LC simulée dans la seconde bande avec une corrélation parfaite. On a donc défini :

$$\tilde{\Phi}_{H_0}(E_2, E_3) = \tilde{\Phi}(E_1, E_2) \times \left\langle \frac{\tilde{\Phi}(E_2, E_3)}{\tilde{\Phi}(E_1, E_2)} \right\rangle \quad (\text{F.4})$$

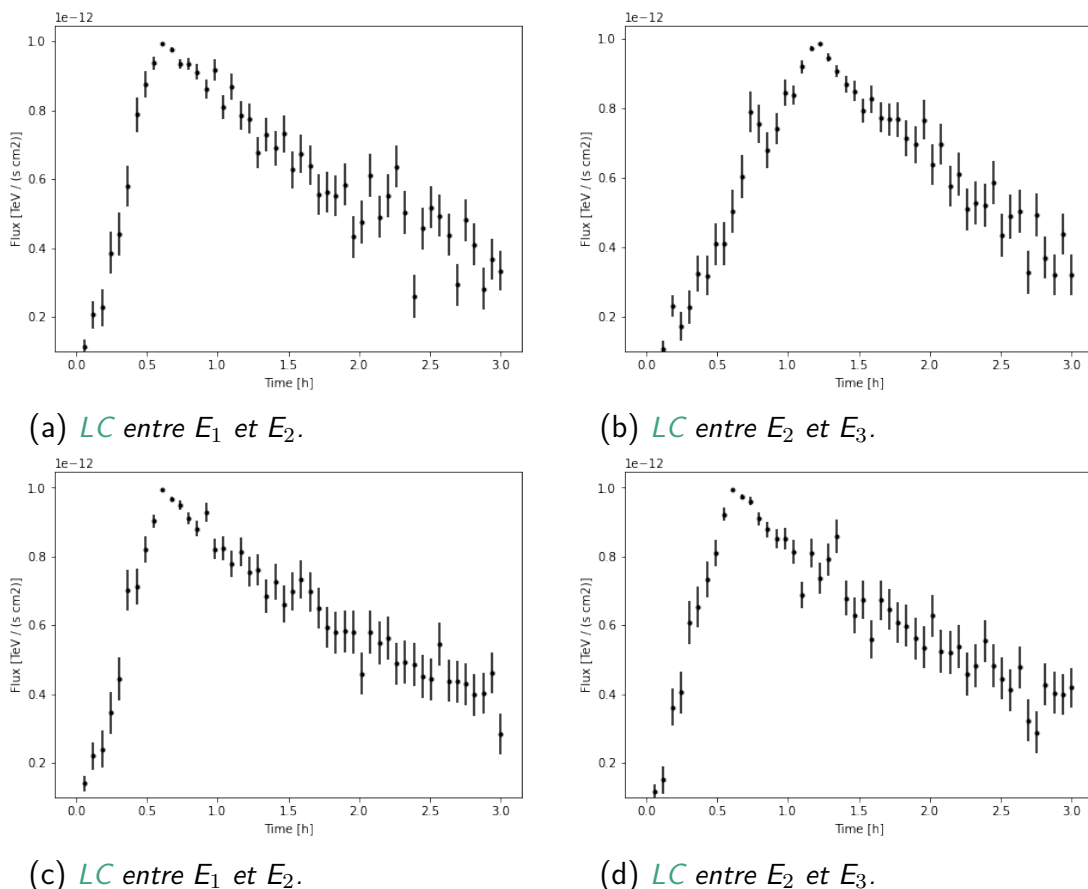
où les crochets définissent la moyenne temporelle. En prenant  $\tilde{\Phi}_{H_0}(E_1, E_2) = \tilde{\Phi}(E_1, E_2)$ , on génère alors, à partir de n'importe quel diagramme HR, un diagramme avec les flux  $\tilde{\Phi}_{H_0}$  qui ne présente aucun hystérésis par construction. On note alors  $X_0$  et  $Y_0$  les variables aléatoires associées aux grandeurs calculées avec  $\tilde{\Phi}_{H_0}$ . En appliquant l'algorithme du PCA sur ce diagramme, on va alors pouvoir calculer la valeur  $V(X_0) = V_{H_0}(X)$  associée à l'hypothèse  $H_0$ .

Dans la suite, on parlera de donnée initiale, lorsqu'on fera référence aux variables  $X$  et  $Y$ . Nous parlerons alors de données de type  $H_0$  pour faire référence aux variables  $X_0$  et  $Y_0$ .

En effectuant cette démarche pour chacune des simulations MC, on peut alors reconstruire la PDF de  $V_{H_0}(X)$  selon l'hypothèse  $H_0$ , et ainsi calculer la  $p_{\text{value}}$  des données par rapport à l'hypothèse  $H_0$  comme :

$$p_{\text{value}, H_0} = \sup\{i \in \llbracket 1, N \rrbracket \mid V(x_i) < V(X)\} \quad (\text{F.5})$$

## F. Description statistique de la détection d'hystérésis dans les diagrammes HR



**Figure F.1:** *LC* simulées entre les différentes bandes en énergie pour les cas avec (F.1a et F.1b) ou sans hystérésis (F.1c et F.1d).

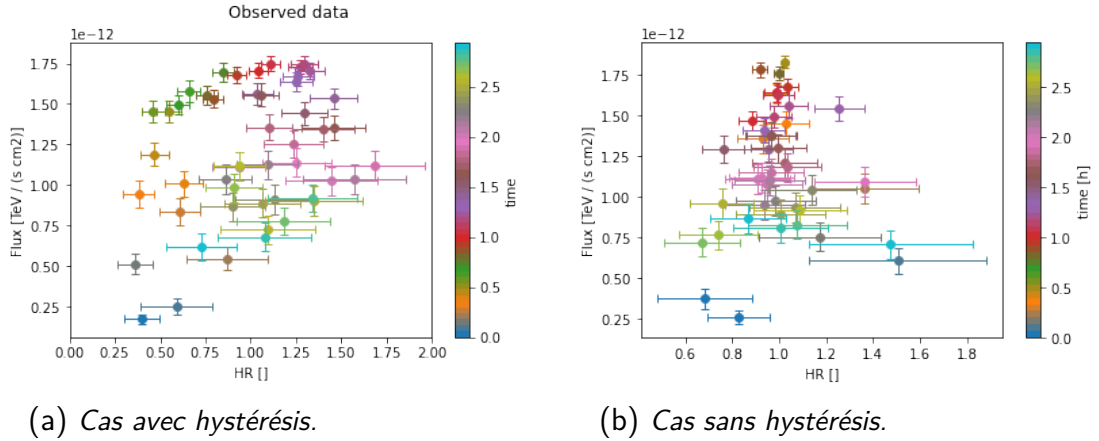
avec  $\Omega(X_0) = \{x_i\}_{i \in \llbracket 1, N \rrbracket}$  l'ensemble des  $N$  réalisations de la variable aléatoire  $X$ , vérifiant la propriété suivante :

$$\forall i \in \llbracket 1, N - 1 \rrbracket V(x_i) \leq V(x_{i+1}) \quad (\text{F.6})$$

## F.2 Simulations d'hystérésis synthétiques dans le diagramme HR

Pour permettre de valider notre méthode d'estimation, nous avons simulé de manière synthétique des *LC* qui présentent ou non un hystérésis dans le diagramme HR. On peut voir la simulation des *LC*  $\hat{\Phi}(E_1, E_2)$  et  $\hat{\Phi}(E_2, E_3)$ , pour les cas avec ou sans hystérésis, sur la figure F.1. On simule l'éruption de l'AGN avec une phase de croissance linéaire du flux suivie d'une décroissance linéaire. Le changement des temps caractéristiques de montée entre les deux bandes en énergie, vont induire la présence ou non d'un hystérésis visible dans le diagramme HR. On peut voir sur la figure F.2 que pour les *LC* présentées ici, l'évolution dans le diagramme HR.

### F.3. Implémentation et étude statistique des performances de l'estimateur à partir des simulations



**Figure F.2:** Évolution dans le diagramme *HR* pour les *LC* simulées avec (F.2b) ou sans hystérésis (F.2a). L'évolution temporelle est marquée par les changements de couleur.

## F.3 Implémentation et étude statistique des performances de l'estimateur à partir des simulations

Nous allons donc nous servir des simulations faites dans la partie précédente pour caractériser les performances de notre méthode décrite dans la partie F.1.2 pour détecter la présence d'hystérésis. De plus, ces simulations vont permettre d'illustrer la méthode décrite plus haut.

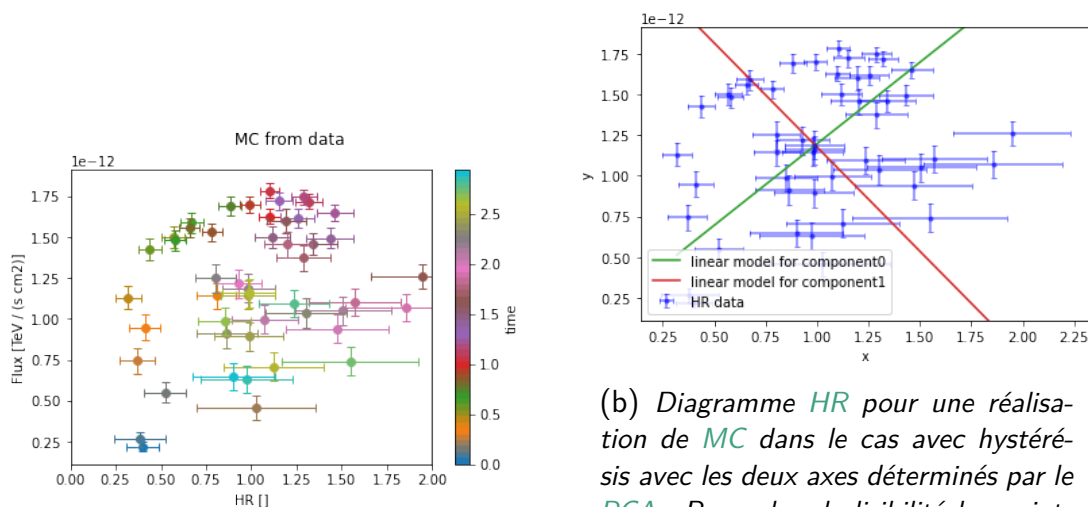
Tout d'abord, considérons le cas où un hystérésis est prédit par le modèle, comme représenté sur la figure F.2a. Nous réalisons donc des simulations MC à partir des LC présentées sur les figures F.1a et F.1b. On peut voir le diagramme HR de l'une de ces réalisations sur la figure F.3a. Pour chacune de ces réalisations, nous appliquons l'algorithme du PCA. Pour ce faire, il faut d'abord standardiser les variables  $X$  et  $Y$ , sans cela, de part la différence d'ordre de grandeur entre  $X$  et  $Y$ , la diagonalisation de la matrice de covariance sera difficile. Pour ce faire, nous utilisons une standardisation usuelle, qui se définit ainsi :

$$\begin{aligned}\tilde{X} &= \frac{X - \langle X \rangle}{\sigma_X} \\ \tilde{Y} &= \frac{Y - \langle Y \rangle}{\sigma_Y}\end{aligned}\quad (\text{F.7})$$

Il est alors possible d'appliquer l'algorithme du PCA sur les variables  $\tilde{X}$  et  $\tilde{Y}$ . Il y a donc deux directions préférentielles qui sont déterminées, comme on peut le voir sur la figure F.3b.

Pour chaque réalisation de MC, la génération de données de type  $H_0$  est faite selon l'équation F.4. On peut ainsi voir sur la figure F.4a le diagramme HR associé à une réalisation. Ici aussi il faut passer par la démarche de standardisation. Cependant, ici nous souhaitons pouvoir comparer les grandeurs  $V$  et  $V_{H_0}$ . Or la procédure de

## F. Description statistique de la détection d'hystérésis dans les diagrammes HR



(a) Diagramme *HR* pour une réalisation de *MC* dans le cas avec hystérésis, décrit par la figure F.2a. L'évolution temporelle est marquée par les changements de couleur.

(b) Diagramme *HR* pour une réalisation de *MC* dans le cas avec hystérésis avec les deux axes déterminés par le *PCA*. Pour plus de lisibilité les points de couleurs de la figure de droite (F.3a) sont tous en bleu. On indique en rouge et vert les deux axes du référentiel formés par les vecteurs propres déterminés par le *PCA*.

**Figure F.3**

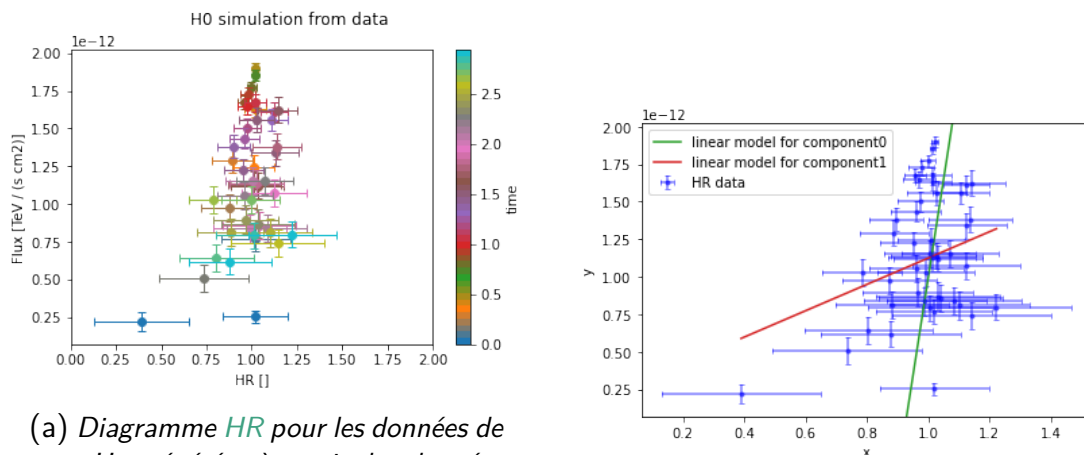
standardisation définie par l'équation F.7 va, par définition, rendre similaires les distributions de  $(X, Y)$  et  $(X_0, Y_0)$ . Il sera alors complètement impossible de discerner un cas où  $X$  et  $Y$  seraient corrélés d'un autre où il n'y aurait aucune corrélation. Afin d'effectuer la diagonalisation, nous avons donc défini une procédure de standardisation commune aux données initiales, et aux données de type  $H_0$ , qui se définit comme suit :

$$\begin{aligned}\tilde{X}_0 &= \frac{X_0 - \langle X_0 \rangle}{\sigma_X} \\ \tilde{Y}_0 &= \frac{Y_0 - \langle Y_0 \rangle}{\sigma_Y}\end{aligned}\quad (\text{F.8})$$

Toute la nuance par rapport à la standardisation appliquée sur les données initiales, avec l'équation F.7, repose sur le fait que pour  $H_0$ , on ne va pas diviser par l'écart type de  $X_0$  et  $Y_0$  mais bien par celui de  $X$  et  $Y$ . La similarité (et différence) entre les variables aléatoires initiales et celles sous hypothèse  $H_0$  seront donc conservées.

Après avoir standardisé les variables  $X_0$  et  $Y_0$  de la sorte, on peut appliquer l'algorithme de *PCA* et ainsi obtenir les axes décrits par la figure F.4b.

En effectuant un grand nombre de simulations *MC*, on peut alors reconstruire à la fois la distribution de  $V(X)$ , présentée sur la figure F.5a, mais aussi la distribution de  $V(X_0)$  sur la figure F.5b. La première distribution permet d'estimer la valeur de  $V(X)$  ainsi que son erreur, à partir des données en prenant en compte les barres d'erreur du flux de la *LC*. L'erreur sur  $V(X)$  est estimée à partir de la largeur de la distribution à  $1\sigma$ , définie grâce aux 16<sup>e</sup> et 84<sup>e</sup> quantiles. La distribution de  $V(X_0)$  permet quant à elle de calculer la valeur de la  $p_{\text{value}, H_0}$  définie par l'équation F.5. Dans ce cas, avec



(a) Diagramme *HR* pour les données de type  $H_0$ , générées à partir des données simulées de la figure F.2a, en utilisant l'équation F.4. L'évolution temporelle est marquée par les changements de couleur.

(b) Diagramme *HR* pour les données de type  $H_0$  avec les deux axes déterminés par le *PCA*. La description de la figure est la même que pour la figure F.3b.

Figure F.4

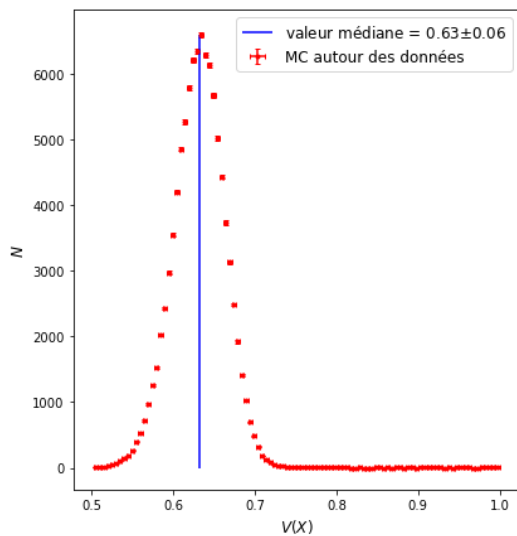
une simulation qui prédit un hystérésis, on voit que la  $p_{\text{value},H_0}$  vaut 0, ceci est dû au fait que la valeur de  $V(X) = 0.63$  est en-dehors de la distribution de  $V(X_0)$ , on ne peut donc pas calculer réellement la  $p_{\text{value},H_0}$  associée. En revanche, avec 100000 simulations *MC* on peut fixer une valeur supérieure de  $10^{-6}$ , ce qui permet de rejeter l'hypothèse  $H_0$  avec une très bonne certitude, à plus de  $4.75\sigma$ .

Si on reprend la même démarche en utilisant cette fois des simulations qui ne prédisent pas d'hystérésis (voir les figures F.1c, F.1d et F.2b), on obtient les distributions de  $V(X)$  et  $V(X_0)$  respectivement sur les figures F.6a et F.6b. Dans ce cas, la trop grande valeur de la  $p_{\text{value},H_0}$  ne permet pas de rejeter statistiquement l'hypothèse  $H_0$ . Nous voyons donc ici que notre estimateur  $V$  permet de rejeter l'hypothèse  $H_0$  dans le cas où un hystérésis est simulé, mais ne permet pas de rejeter une telle hypothèse dans le cas où l'hystérésis n'est pas présent. Il n'y a pas de faux positif. Nous avons par ailleurs vérifié en simulant des observations avec hystérésis en augmentant progressivement les barres d'erreurs du flux de la *LC*, et donc par conséquent dans le diagramme *HR*, que la détection était de plus en plus difficile. Notre estimateur marque en effet cette dégradation, avec une  $p_{\text{value},H_0}$  qui augmente plus les barres d'erreur sur les flux des *LC* sont élevées.

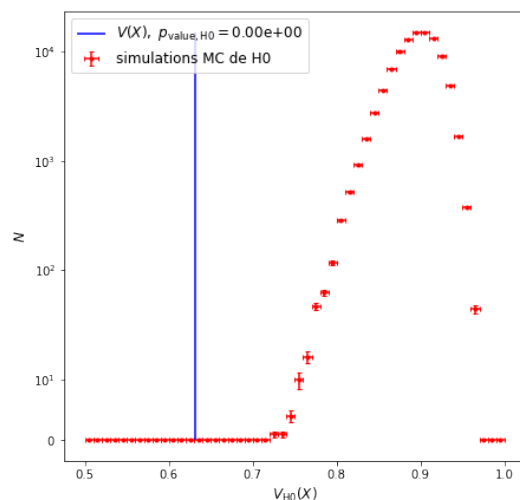
## F.4 Conclusion

Un estimateur a été développé, capable de discriminer la présence ou l'absence d'éventuel hystérésis dans le diagramme *HR*. Cet estimateur se base donc sur la *PCA*, et nous utilisons le rapport de variance expliquée, défini par l'équation F.3, pour rejeter statistiquement l'hypothèse  $H_0$  qui décrit l'absence d'hystérésis. Nous avons validé cet estimateur grâce à des simulations de *LC* avec ou sans hystérésis

## F. Description statistique de la détection d'hystérésis dans les diagrammes HR

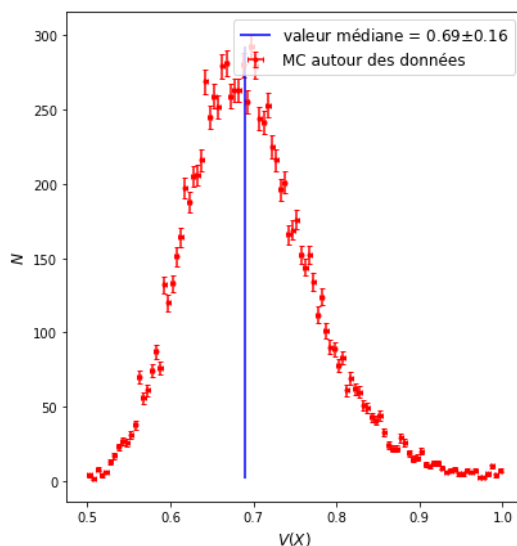


(a) Distribution de  $V(X)$ . La ligne bleue représente la valeur médiane. L'erreur sur cette valeur est définie à partir des 16<sup>e</sup> et 84<sup>e</sup> quantiles de la distribution.

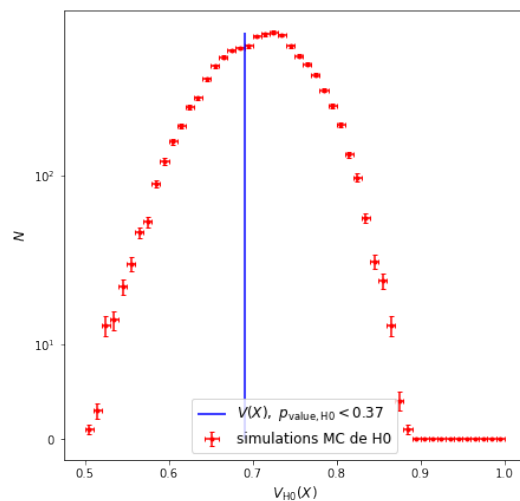


(b) Distribution de  $V_{H_0}(X)$ . La ligne bleue représente la valeur médiane de  $V(X)$ . La  $p_{\text{value}, H_0}$  est calculée grâce à l'équation F.5.

**Figure F.5:** Distribution de  $V(X)$  (à gauche) et  $V_{H_0}(X)$  (à droite) calculées à partir de 100000 simulations MC en rouge, dans le cas avec hystérésis.



(a) Distribution de  $V(X)$ . La ligne bleue représente la valeur médiane. L'erreur sur cette valeur est définie à partir des 16<sup>e</sup> et 84<sup>e</sup> quantiles de la distribution.



(b) Distribution de  $V_{H_0}(X)$ . La ligne bleue représente la valeur médiane de  $V(X)$ . La  $p_{\text{value}, H_0}$  est calculée grâce à l'équation F.5.

**Figure F.6:** Distribution de  $V(X)$  (à gauche) et  $V_{H_0}(X)$  (à droite) calculées à partir de 10000 simulations MC en rouge, dans le cas sans hystérésis.

dans le diagramme HR. Nous pouvons donc conclure que cet estimateur permet de bien quantifier la présence d'hystérésis dans le diagramme HR. Cependant, il présente aujourd'hui quelques limitations, dont l'investigation est en cours. On pourra par exemple remarquer que dans l'étude présentée ici, on ne fait aucunement référence à la chronologie dans la définition de l'estimateur. En effet on s'est contenté de regarder spécialement dans le plan  $(X, Y)$  l'éventuelle présence d'un hystérésis. une amélioration pourrait donc consister en la prise en compte du temps, comme une troisième dimension, qui pourrait améliorer notre estimateur.



# Phénomènes extragalactiques transitoires aux très hautes énergies et préparations pour le futur observatoire Čerenkov Telescope Array Observatory

## Résumé

Les noyaux actifs de galaxies (AGN) sont parmi les objets extragalactiques les plus énergétiques de l'univers. Les blazars sont des AGN avec un jet relativiste orienté vers l'observateur. Ce jet est composé de particules accélérées qui peuvent émettre sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Les rayons  $\gamma$  produits peuvent être étudiés grâce à l'astronomie Čerenkov. Le Čerenkov Telescope Array Observatory (CTAO) sera la prochaine génération de télescopes aux très hautes énergies, avec une sensibilité accrue d'un facteur de cinq à dix selon l'énergie par rapport à la génération actuelle de télescopes à imagerie Čerenkov atmosphériques.

La NectarCAM sera la caméra qui équipera les neuf télescopes de taille moyenne du site nord de CTAO. Dans ce manuscrit, nous abordons, à travers la description de NECTARCHAIN, le développement du code de calibration de la NectarCAM. Nous étudions tout particulièrement la calibration du gain, avec deux méthodes distinctes que nous comparons. Nous menons aussi l'étude de l'optimisation de la méthode d'extraction du signal dans les pixels.

Les blazars présentent une variabilité sur des échelles de temps multiples. On peut par exemple se concentrer sur le comportement à long terme, à savoir sur des échelles de temps allant du mois à la dizaine d'années. La sensibilité accrue de CTAO permettra de reconstruire plus finement qu'il n'est possible aujourd'hui la densité spectrale de puissance dans ces objets. Dans cette thèse, nous cherchons à quantifier cette hypothèse grâce à des simulations d'observations de CTAO pour les blazars listés dans les *Key Science Projects* AGN de CTAO. Des données réelles de H.E.S.S. sont aussi utilisées pour valider notre méthode d'analyse.

La variabilité des blazars sur des échelles de temps plus courtes que la semaine est sondée lors de phénomènes transitoires éruptifs. Pour quantifier les perspectives futures de CTAO pour l'étude de ces éruptions, nous nous basons sur des modèles phénoménologiques, ajustés sur des éruptions marquantes de ces vingt dernières années. Nous simulons également des observations avec CTAO de ces modèles d'éruption. L'objectif est donc de quantifier les capacités de CTAO à détecter des événements variables, ou bien encore à discriminer entre différents modèles d'émission, hadroniques ou leptoniques.

Finalement, nous tentons aussi d'étudier les perspectives offertes par CTAO quant à la détection de périodicité dans l'émission  $\gamma$  aux très hautes énergies d'un blazar.

---

## Extragalactic transient phenomena and preparations for the future Čerenkov Telescope Array Observatory

### Abstract

Active galactic nuclei (AGN) are among the most energetic extragalactic objects in the universe. Blazars are AGN with a relativistic jet oriented towards the observer. This jet is composed of accelerated particles that can emit across the entire electromagnetic spectrum. The  $\gamma$  rays produced can be studied through Čerenkov astronomy. The Čerenkov Telescope Array Observatory (CTAO) will be the next generation of telescopes operating at very high energies, with an increased sensitivity by a factor of five to ten depending on the energy compared to the current generation of imaging atmospheric Čerenkov telescopes.

The NectarCAM will be the camera that equips the nine medium-sized telescopes of the northern CTAO site. In this manuscript, we address, through the description of nectarchain, the development of the calibration code for the NectarCAM. We particularly study gain calibration, with two distinct methods which we compare. We also study the optimization of the signal extraction method in the pixels.

Blazars exhibit variability on multiple timescales. For example, we can focus on long-term behavior, ranging from months to decades. The increased sensitivity of CTAO will allow for a more refined reconstruction of the power spectral density of these objects than is currently possible. In this thesis, we aim at quantifying this hypothesis through CTAO observation simulations for the blazars listed in the *Key Science Projects* AGN of CTAO. Real data from H.E.S.S. are also used to validate our analysis method.

Blazar variability on timescales shorter than a week is probed during eruptive transient phenomena. To quantify the future prospects of CTAO for studying these eruptions, we rely on phenomenological models, adjusted to significant eruptions of the past twenty years. Here again, we simulate CTAO observations of these eruption models. The objective is to quantify the capabilities of CTAO to detect variability, or to discriminate between different emission models, hadronic or leptonic.

Finally, we also attempt to study the prospects offered by CTAO for detecting periodicity in the very high energy  $\gamma$  rays emission of a blazar.