

ED 560 : SCIENCES DE LA TERRE ET DE
L'ENVIRONNEMENT
ET PHYSIQUE DE L'UNIVERS, PARIS

Une quête de l'émission du pulsar de Vela aux très hautes énergies : observation, détection et étude, du GeV au TeV avec le satellite Fermi et les télescopes à imagerie Čerenkov H.E.S.S.

Auteur :
Thomas TAVERNIER

Directeur :
Arache DJANNATI-ATAÏ

Composition du jury :

Rapporteurs :	M. Pétri, Jérôme	(Observatoire astronomique de Strasbourg)
	M. Smith, David	(CENBG)
Examineurs :	M. Djannati-Ataï, Arache	(APC)
	M. Kouchner, Antoine	(APC)
	M. Piron, Frédéric	(Université de Montpellier)
	Mme de Oña Wilhemi, Emma	(Institute of Space Science)
	M. Rudak, Bronisław	(Nicolaus Copernicus Astronomical Center)

24 février 2016

*Eux-mêmes les savants, ces scrutateurs des causes,
Sans cesse poursuivant la vérité qui fuit,
N'ont pu faire un seul pas hors de l'ombre des choses,
Et, nous contant leur fable, ils rentrent dans la nuit.*

Omar Khayyam

Mathématicien, astronome
et poète perse du XI^{ème} siècle

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT

Résumé

Paris Diderot

ED 560 : Sciences de la Terre et de l'Environnement
et Physique de l'Univers, Paris

**Une quête de l'émission du pulsar de Vela aux très hautes énergies :
observation, détection et étude, du GeV au TeV avec le satellite Fermi et
les télescopes à imagerie Čerenkov H.E.S.S.**

par Thomas TAVERNIER

La thèse présentée dans ce manuscrit est consacrée à l'étude des pulsars brillants en rayons γ , aux énergies allant de 100 MeV à quelques TeV. Elle repose sur les données de l'instrument LAT à bord du satellite *Fermi*, et sur celles obtenues avec le système de télescopes Čerenkov au sol H.E.S.S. installé en Namibie. La mesure spectrale résolue en phase des pulsars avec l'instrument *Fermi*-LAT, et en particulier celui de Vela (PSR B0835-45) a constitué la première étape de ce travail. La mise au point d'une méthode d'analyse dédiée au cinquième et le plus grand télescope de H.E.S.S. a permis ensuite de détecter l'émission pulsée de PSR B0835-45 depuis le sol, dès 10 GeV, puis d'en mesurer le spectre. Le très bon accord avec celui obtenu avec le LAT a démontré la validité du modèle numérique du télescope et de la méthodologie. Il s'agit du premier pulsar détecté par H.E.S.S., et du seuil en énergie le plus bas atteint en astronomie Čerenkov à ce jour. Dans une troisième étape, l'analyse des données de Vela obtenues avec l'ensemble des télescopes du réseau H.E.S.S. a permis de mettre en évidence, avec un bon niveau de confiance (4.5 écarts standard), l'indication d'un signal pulsé au TeV en provenance de PSR B0835-44. L'évaluation spectrale montre que ce signal, si il est confirmé, représente une seconde composante. Une étude rapide et simple montre que cette composante pourrait être le résultat de la diffusion Compton-inverse des leptons du vent du pulsar, accélérés aux énergies ultra-relativistes au-delà du cylindre de lumière, sur le champ des photons X thermiques de l'étoile à neutrons. Ces résultats ouvrent les perspectives de la physique des pulsars au-delà de la dizaine de GeV et surtout au TeV avec le futur observatoire CTA.

English version :

The thesis presented in this manuscript is devoted to the study of bright pulsars shining in γ -rays, at energies ranging from 100 MeV to several TeV. It is based on data from the LAT instrument aboard the *Fermi* satellite, as well as those obtained with ground-based system of Čerenkov telescopes, H.E.S.S., installed in Namibia. The phased-resolved spectral measurements of pulsars with the *Fermi*-LAT, and in particular that of Vela (PSR B0835-45) constitutes the first step of this work. The development of an analysis method dedicated to the fifth and the largest H.E.S.S. telescope has enabled us to detect the pulsed emission of PSR B0835-44 from ground, starting as low as 10 GeV on, and then to measure its spectrum. The very good agreement with the results obtained from the LAT data demonstrates the validity of the numerical model of the telescope and of the methodology. This is the first pulsar detected by H.E.S.S., and the lowest energy threshold reached in Čerenkov astronomy as of today. In a third step, the analysis of data obtained on Vela with all H.E.S.S. telescopes has resulted in an indication of a pulsed signal in the TeV range from PSR B0835-45, at a good level of confidence (4.5 standard deviations). The spectral evaluation shows that this signal, if confirmed, represents a second component. A quick and simple study shows that this component could result from inverse Compton scattering of leptons in the pulsar wind, accelerated to ultra-relativistic energies beyond the light cylinder, on neutron star's thermal X-ray photons. These results open the perspectives for pulsar physics at tens of GeV and especially above TeV energies with the future CTA observatory.

Remerciements

Remerciements...

Table des matières

Résumé	iii
Remerciements	iv
Table des matières	v
Liste des Figures	x
Liste des Tables	xiii
1 Les pulsars comme laboratoire extrême	4
1.1 Introduction	4
1.1.1 Historique	4
1.1.2 Propriétés générales des pulsars	5
1.1.2.1 Diagramme P/\dot{P} et classification des pulsars	5
1.1.2.2 Étoile à neutrons	8
1.1.2.3 Modèle simplifié du dipôle	10
1.1.2.4 Ralentissement et rayonnement des pulsars	11
1.1.3 Vestiges de supernovæ	13
1.1.3.1 Phase d'expansion libre	14
1.1.3.2 Phase adiabatique ou de Sedov-Taylor	15
1.1.3.3 Phase radiative	15
1.1.4 Nébuleuse de vent de pulsars	16
1.1.4.1 Évolution temporelle	17
1.1.4.2 Nébuleuse compacte	18
1.2 Processus d'accélération et de rayonnement des particules à l'œuvre dans les pulsars et leur environnement	18
1.2.1 Processus d'accélération des particules chargées	18
1.2.1.1 Accélération par un champ électrique	19
1.2.1.2 Processus de Fermi du premier ordre	19
1.2.1.3 Reconnexion magnétique	20
1.2.2 Processus radiatif des particules chargées	21
1.2.2.1 Rayonnement synchrotron	21
Rayonnement synchrotron d'un électron	23
Rayonnement synchrotron d'une population d'électrons	24

1.2.2.2	Rayonnement de courbure	26
1.2.2.3	Rayonnement de synchro-courbure	29
1.2.2.4	Rayonnement Compton inverse	30
1.2.2.5	Création de paires	33
1.3	Modèles de magnétosphères et processus d'accélération et d'émission γ associés	33
1.3.1	Les calottes polaires	36
1.3.2	Cavités à fentes	37
1.3.3	Cavités externes	38
1.3.4	Simulations numériques	40
1.3.5	Courbes de lumière comme caustiques	41
1.4	Modèle du vent du pulsar et processus d'accélération et d'émission γ associés	44
1.4.1	Modèle du double demi-monopôle	45
1.4.2	Observabilité du vent	47
1.4.2.1	Origine des pulsations	47
1.5	Notes finales	49
2	Le réseau de télescopes H.E.S.S. en mode stéréo et hybride	51
2.1	Le réseau H.E.S.S.	52
2.1.1	Le site	52
2.1.2	Les télescopes de la phase H.E.S.S. I	52
2.1.3	CT5 : Le grand télescope de la phase H.E.S.S. II	53
2.1.4	Système et stratégie de déclenchement	54
2.2	Réduction des données et méthode d'analyse	54
2.2.1	Étalonnage des données	55
	L'efficacité relative de collecte de la lumière	56
	L'efficacité optique	56
2.2.2	Reconstruction des événements	56
2.2.2.1	Nettoyage des images	56
2.2.2.2	Paramètres de Hillas	57
2.2.2.3	Reconstruction géométrique de la gerbe	58
2.2.2.4	Reconstruction de l'énergie	60
2.2.2.5	Model 3D	61
2.2.2.6	Analyse de type modèle 2D	62
2.2.3	Discrimination du fond hadronique	62
2.2.3.1	Analyse multivariée (Paris-MVA et APC-MVA)	63
2.3	Analyse de haut niveau	64
2.3.1	Extraction du signal	65
2.3.1.1	Estimation du bruit de fond à partir d'une ou plusieurs régions OFF	65
	Calcul de significativité	67
2.3.2	Production de cartes du ciel	68
2.3.3	Analyse spectrale par "forward folding"	68
2.3.3.1	Fonctions de réponse de l'instrument	69
2.3.3.2	Reconstruction des spectres	70
2.3.4	Analyse de flux pulsé, chronométrie	72
2.3.4.1	Chronométrie radio	73

2.3.4.2	Chronométrie gamma	75
2.3.4.3	Chronométrie dans l'expérience H.E.S.S	77
2.3.4.4	Analyse de flux pulsés	78
3	H.E.S.S.-II en mode mono	79
3.1	Introduction	79
3.2	Entraînement d'un réseau de neurones pour la reconstruction des évènements	80
3.2.1	Reconstruction de la direction	80
3.2.1.1	Principe de la reconstruction	80
3.2.1.2	Entraînement du réseau de neurones	82
3.2.2	Reconstruction du pied de gerbe et de l'énergie	84
3.2.2.1	Principe de la méthode	84
3.2.2.2	Entraînement du réseau de neurones	84
3.3	Discrimination du fond hadronique	85
3.3.1	Choix des variables discriminantes	87
3.3.2	Efficacité de discrimination	88
3.4	Performances	88
3.4.1	Fonctions de réponses de l'analyse	90
3.4.2	Résultats sur des données réelles	93
3.5	Notes finales et perspectives	94
4	Analyse de pulsars jeunes avec l'instrument <i>Fermi</i>-LAT	97
4.1	L'instrument embarqué <i>Fermi</i> -LAT	97
4.1.1	Le <i>Large Area Telescope</i>	98
4.1.1.1	Le trajectographe	98
4.1.1.2	Le calorimètre	99
4.1.1.3	Le bouclier anti-coïncidence	99
4.2	Méthodes d'analyses	100
4.2.1	Sélection et préparation des données	101
4.2.2	Analyse de haut niveau	102
4.2.2.1	Analyse spectrale	103
4.2.2.2	Analyse de flux pulsé	104
4.2.3	Configuration de l'analyse utilisée dans ce chapitre	105
4.2.4	Erreurs systématiques	106
4.3	Caractéristiques des pulsars Fermi	107
4.3.1	Courbes de lumière	108
4.3.2	Spectres	109
4.4	Résultats	112
4.4.1	Vela	112
4.4.1.1	Courbe de lumière	113
4.4.1.2	Analyse spectrale	119
4.4.2	B1706-44	121
4.4.2.1	Courbe de lumière	123
4.4.2.2	Analyse spectrale	123
4.4.2.3	Déteçtabilité par H.E.S.S II en mode mono	128

4.4.3	Étude de la détectabilité par les IACTs des pulsars brillants à l'aide des mesures spectrales <i>Fermi</i>	129
5	Détection et étude du pulsar de Vela avec H.E.S.S. II	131
5.1	Vela dans tous ses états	131
5.1.1	Vestige de la supernova	132
5.1.2	Nébuleuse de vent de pulsar associée au pulsar de Vela	132
5.1.3	Flux pulsé	136
5.1.3.1	Radio	137
5.1.3.2	Optique - UV	138
5.1.3.3	Rayons X	138
5.1.3.4	Rayons γ	138
5.2	Analyse mono-télescope du pulsar de Vela	139
5.2.1	Sélection des runs pour l'analyse	139
5.2.2	Détection et étude de l'émission pulsée de B0835-45 avec H.E.S.S. II - CT5	142
5.2.2.1	Courbe de lumière	143
5.2.2.2	Carte pulsée de P2	146
5.2.2.3	Spectre du pic P2 entre 20 et 120 GeV (énergie reconstruite)	147
5.2.2.4	Le problème des points de flux	151
5.2.3	18h de données supplémentaires en hiver 2014-2015	153
5.2.3.1	Estimation des erreurs systématiques	157
5.2.4	Bilan	159
5.3	Recherche d'un signal modulé au-delà de 100GeV	160
5.3.1	Sélection des runs et configuration de l'analyse	160
5.3.2	Analyse hybride du pulsar de Vela au-delà de 500 GeV	161
5.4	Analyse du pulsar de Vela avec le réseau H.E.S.S. I	166
5.5	Discussion	170
6	Pistes pour l'interprétation du spectre de Vela	171
6.1	Introduction	171
6.2	Deux tentatives récentes à base de cavités externes et à fentes	172
6.3	Rayonnement dans le vent strié au-delà du cylindre de lumière	175
6.4	Précisions sur les processus radiatifs et méthode numérique	176
6.5	Ajustements des spectres résolus en phase	178
6.6	Résumé	182
7	Conclusion & perspectives	184
A	Cascades de particules et effet Čerenkov	189
A.1	Développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques	189
A.2	Effet Čerenkov	191
B	Selection des runs pour l'analyse de P2 avec H.E.S.S II mono	192
B.1	Hiver 2013-2014	192
B.2	Hiver 2014-2015	194

Bibliographie

197

Table des figures

1.1	Pulsars CGRO	6
1.2	Diagramme P/\dot{P}	7
1.3	Composition d'une étoile à neutrons	10
1.4	Représentation schématique de la structure d'un reste de supernova	14
1.5	Nébuleuse du Crabe	17
1.6	Reconnexion magnétique dans une feuille de courant	21
1.7	Directivité de l'émission synchrotron	22
1.8	Rayonnement de courbure et synchrotron	28
1.9	Diffusion Compton inverse	30
1.10	Polar cap	36
1.11	Slot Gap	38
1.12	Outer Gap	39
1.13	Limites supérieures H.E.S.S. I	40
1.14	Caustique	42
1.15	Courbes de lumière SG & OG	43
1.16	Solution monopole	45
1.17	Structure de la feuille de courant	47
1.18	Vent de pulsar	48
2.1	Réseau H.E.S.S. II	52
2.2	Paramètres de Hillas	57
2.3	Steréoscopie	59
2.4	Effet de la coupure en $\sin \theta_{ij}$ sur la résolution angulaire	60
2.5	Charge et paramètre d'impact	61
2.6	Paramètre de discrimination de l'analyse APC-MVA	64
2.7	Acceptance radiale	66
2.8	Regions ON et OFF	67
2.9	Lissages	69
2.10	Surface efficace (APC-MVA)	70
2.11	Résolution angulaire (APC-MVA)	71
2.12	Résolution et biais de la reconstruction de l'énergie (APC-MVA)	71
2.13	Unknown Pleasure	74
2.14	Phasogramme Vela	77
3.1	Principe de la reconstruction mono de la direction.	81
3.2	Ellipticité et distance nominale	83
3.3	Reconstruction de la distance nominale par un réseau de neurones	83
3.4	Charge en fonction du pied de gerbe et de l'énergie	85

3.5	Pied de gerbe et distance nominale	86
3.6	Reconstruction du pied de gerbe par un réseau de neurones	86
3.7	Reconstruction de la distance nominale par un réseau de neurones	86
3.8	Variables discriminantes	89
3.9	Efficacité discrimination mono	90
3.10	Distribution de θ^2	91
3.11	Surface de collection	91
3.12	Résolution en énergie	92
3.13	Biais de la reconstruction de l'énergie	92
3.14	Distribution de l'énergie reconstruite	94
3.15	Distribution de θ^2 (Vela PSR)	95
3.16	Comparaison des distributions d'énergie	95
4.1	Émission galactique diffuse (<i>Fermi</i>)	103
4.2	IRF PASS8 : surface efficace	105
4.3	IRF PASS8 : PSF	106
4.4	IRF PASS8 : résolution en énergie	106
4.5	Courbes de lumière de 16 pulsars <i>Fermi</i>	108
4.6	Paramètres spectraux des spectres résolus en phase du pulsar de Vela	110
4.7	Spectres du pulsar du Crabe	111
4.8	Light curves of <i>Fermi</i> PSR	114
4.9	Ajustement de la courbe de lumière du pulsar de Vela (<i>Fermi</i>)	116
4.10	HWHM P2 Vela	118
4.11	Spectre moyenné en phase du pulsar de Vela	119
4.12	Spectres résolus en phase du pulsar de Vela	120
4.13	Spectres résolus en phase du pic P2 Vela au delà de 10 GeV	122
4.14	Nébuleuse Compacte autour du pulsar B1706-44	122
4.15	Ajustement de la courbe de lumière du pulsa B1706-44 (<i>Fermi</i>)	125
4.16	Courbe de lumière de B1706-44 au-delà de 25 GeV	126
4.17	Ajustements du spectre de B1706-44 (<i>Fermi</i>)	127
4.18	Spectre moyenné en phase du pulsar B1706-44 au delà de 10 GeV	128
4.19	Distribution des significativités obtenues pour 24 heures d'observation du pulsar B1706-44	129
5.1	Vestige de la supernova de Vela (radio)	133
5.2	Vestige de la supernova de Vela (optique)	134
5.3	Nebuleuse de vent de pulsar associée au pulsar de Vela	135
5.4	Flux modulé en phase de Vela PSR (multi-longueurs d'onde)	137
5.5	Flux modulé en phase de Vela PSR (rayons X)	139
5.6	Taux de déclenchement	140
5.7	Carte des barycentres	141
5.8	Phasogramme de Vela (<i>Fermi</i> >10GeV)	143
5.9	Phasogramme Cut I	144
5.10	Évolution de la significativité	144
5.11	HWHM Vela P2	146
5.12	HWHM P2 Vela (KDE)	147
5.13	Ajustement de la courbe de lumière du pulsar de Vela (H.E.S.S)	148

5.14	Carte de significativité de P2	149
5.15	Spectre de P2 (loi de puissance)	150
5.16	Spectre de P2 (parabole logarithmique)	151
5.17	Distribution spectrale d'énergie de Vela	152
5.18	Estimation de la distribution des énergies vraies en fonction des énergies reconstruites	153
5.19	Évolution de la significativité (hiver 2014-2015)	154
5.20	Ajustements sur la pulsation P2 (2014 - 2015)	155
5.21	Ajustement sur la pulsation P2 (2013 - 2015)	156
5.22	Phasogramme hybride	161
5.23	Carte de pulsée (hybride)	162
5.24	Excès en énergie	162
5.25	Phasogramme hybride (> 500 GeV)	163
5.26	Évolution de la significativité (> 500 GeV)	163
5.27	Carte pulsée de l'excès de photons au-delà de 500 GeV	164
5.28	Carte pulsée de la significativité au-delà de 500 GeV	165
5.29	Phasogramme hybride (> 1 TeV)	165
5.30	Distribution spectrale d'énergie mono et hybride	166
5.31	Phasogramme H.E.S.S I	168
5.32	Excès et significativité H.E.S.S. I (Monté Carlo)	169
5.33	Évolution de la significativité H.E.S.S I	169
6.1	Vela, Leung et. Al	173
6.2	Spectres (Crabe et Vela) A.Harding C.Kalapotharakos	174
6.3	Rayonnement de courbure	175
6.4	Ajustement P1 et P2	180
6.5	Ajustement VHE	182
7.1	Phasogramme du pulsar B1706-44	186
7.2	Carte pulsée du pulsar B1706-44	186
A.1	gerbe électromagnétique	190

Liste des tableaux

4.1	Vela P1	115
4.2	Vela P2	115
4.3	Vela P3	117
4.4	Vela ECPL	120
4.5	Vela au delà de 10 GeV	121
4.6	Vela (P2) au delà de 10 GeV	121
4.7	B1706 (B)	124
4.8	B1706 (B)	124
4.9	B1706 (B)	124
4.10	B1706-44 ECPL	126
4.11	B1706-44 au delà de 10 GeV	128
4.12	Détection des pulsar <i>Fermi</i> par CTA	130
5.1	Position & HWHM	143
5.2	Synthèse	145
5.3	Vela P2 (HESS)	146
5.4	Ajustements sur la pulsation P2 (2013 - 2014)	153
5.5	Excès et significativité (hiver 2015)	153
5.6	Ajustements sur la pulsation P2 (2014 - 2015)	154
5.7	Ajustements sur la pulsation P2 (2013 - 2015)	157
5.8	Évaluations des erreurs systématiques	158
5.9	Vela hybride	164
6.1	Populations de particules ajustées	181
B.1	Sélection des runs (2013-2014)	194
B.2	Sélection des runs (2014-2015)	196

Pour mon grand-père.

Introduction

Si l'astrophysique des hautes énergies doit souffrir la comparaison avec l'astronomie du visible, dont les racines sont aussi profondes que celles de l'Humanité, son histoire est relativement jeune et inséparable des problématiques de la physique moderne, de la physique des particules à physique des astres compacts.

Tout commence par une énigme...

L'énigme des rayons cosmiques, posée il y a un siècle par le physicien autrichien Victor Franz Hess qui mit pour la première fois en évidence un rayonnement ionisant venu du cosmos. Cette énigme n'est toujours pas résolue.

L'astronomie γ spatiale fut initiée en 1967 avec le satellite Oso-III, puis le satellite SAS-2 dans les années 1970 dans le but rechercher l'origine de ce rayonnement. Les expériences suivantes, comme le satellite COS-B, lancé le 9 août 1975¹, puis CGRO² lancé le 5 avril 1991, révèlent l'univers non thermique et découvrent une grande variété de sources émettrices en rayon γ , de notre galaxie jusqu'aux confins de l'univers. En plus de légitimer la discipline, ces expériences donnent un nouvel élan à l'astronomie γ , créant une occasion unique d'étudier comme objet les phénomènes les plus violents l'Univers comme les supernovæ, les étoiles à neutrons ou les trous noirs.

Parallèlement à l'astronomie γ spatiale, l'astronomie γ au sol, commence son aventure en 1968 par la construction du télescope Whipple, alors équipé d'une camera possédant un unique photo-détecteur. L'astronomie Čerenkov connaît alors une traversée du désert et il faudra attendre vingt ans pour détecter enfin une émission de photons γ de plusieurs téraélectronvolts dans la direction de la nébuleuse du Crabe. Cette découverte était le fruit d'une avancée majeure, l'imagerie des gerbes atmosphériques avec une caméra segmentée en 37 pixels permettant le rejet du bruit de fond intense

1. Qui découvre 25 sources et produit la première carte d'émission diffuse

2. *Compton Gamma Ray Observatory*, avec 4 instruments à bord, dont EGRET dans la bande 100 MeV-10 GeV. Le catalogue final d'EGRET comptait 271 sources, dont 5 pulsars et 94 associations fermes ou possibles avec les noyaux actifs de galaxies.

induit par les rayons cosmiques chargés. Les expériences suivantes comme Thémistocle puis CAT, en France, ou HEGRA dans les Iles Canaries, confirment ce signal, mais aussi l'intérêt de l'astronomie au TeV, dont l'aventure continue aujourd'hui avec le réseau de télescopes H.E.S.S. dont il sera question dans ce travail.

L'astronomie γ reste aujourd'hui une discipline en plein essor. Elle s'est en partie affranchie des objectifs qui l'ont fait naître et si elle nous autorise l'étude astrophysique d'objets extrêmes à la furieuse beauté, elle permet également de proposer des observables pour des problèmes de physique fondamentale, par exemple pour tester la validité des modèles cosmologiques grâce aux sondages rendus possible par l'observation des blazars, ou même par la potentielle détection des annihilations de particules qui constitueraient la matière noire.

Dans la diversité du bestiaire cosmique, nous nous pencherons ici sur les étoiles à neutrons, stade ultime de l'évolution stellaire, qui héritent, dans un cataclysme sidéral lors de l'effondrement du cœur de l'étoile-mère, du moment cinétique et magnétique de celle-ci, pour devenir des astres magnétisés d'une densité extrême en rotation rapide. Ces objets représentent alors un réservoir d'énergie considérable qui accélère des particules à des énergies relativistes, nourrissant une nébuleuse autour du pulsar.

Depuis la découverte fortuite d'un signal périodique par Jocelyne Bell en juillet 1967, l'étude de la physique des pulsars a connu de nombreux développements jusqu'aux considérations qui seront décrites dans ce travail. Malgré ces avancées certaines, il reste de nombreux inconnus et de problèmes non résolus dans la description de ces objets fascinants. Les modèles d'émission de ces objets sont toujours largement débattus. Nous parcourrons rapidement ce paysage au premier chapitre.

L'astronomie γ a joué un rôle important dans la compréhension de ces objets, permettant l'observation des photons très énergétiques d'origine non thermique, produits près du pulsar central, dans la nébuleuse ou encore par le vestige de la supernova. Nous sommes aujourd'hui près d'un demi siècle après le lancement du satellite Oso-III, la construction du télescope Whipple et la découverte des premiers pulsars. Le balayage du plan galactique par le réseau de télescopes Čerenkov de 3^{ème} génération H.E.S.S. a révélé une centaine de sources dont une majorité de nébuleuses de vent de pulsar et de vestiges de supernovæ. Le satellite *Fermi* a permis quant à lui la détection de plusieurs dizaines de sursaut γ et de plusieurs milliers de sources γ , dont plus d'une centaine sont des pulsars. Nous décrirons le réseau H.E.S.S II au chapitre 2 et présenterons l'analyse de pulsars jeunes avec l'instrument *Fermi*-LAT au chapitre 4.

La construction d'un cinquième télescope de 28 mètres de diamètre au sein du réseau H.E.S.S. permet d'abaisser le seuil de détection de l'instrument. Depuis l'ajout de ce cinquième télescope une très large fraction des évènements n'est détectée que par celui-ci. Nous décrirons au chapitre 3 une méthode d'analyse permettant le traitement de ces évènements, dédiée à l'analyse de flux pulsés, à des énergies proches du seuil de l'instrument. La mise au point de cette méthode et son application sur le pulsar de Vela font l'objet principal du travail de thèse présenté ici. Les résultats en seront donnés dans la première partie du chapitre 5.

La détection du pulsar du Crabe au-delà de la centaine de GeV, puis au TeV par les expériences MAGIC et VERITAS, ouvre la voie à l'astronomie des pulsars aux très hautes énergies. L'observation d'un tel signal pour d'autres individus serait d'une grande importance pour la compréhension de ces objets. Nous présenterons également la recherche d'une émission modulée à ces énergies pour le pulsar de Vela dans la deuxième partie du chapitre 5.

Enfin, nous nous appuierons sur les résultats obtenus pour tester des idées simples concernant les processus d'émission pulsée de Vela, depuis le keV jusqu'au TeV. Ce sera l'objet du dernier chapitre.

Chapitre 1

Les pulsars comme laboratoire extrême

1.1 Introduction

1.1.1 Historique

L'existence d'étoiles à neutrons avait été soupçonnée dès 1934 (deux ans après la découverte du neutron par Chadwick en 1932) par (? , ?) qui émettent l'hypothèse que “sous toutes réserves, les supernovæ représenteraient des transitions entre des étoiles ordinaires et des étoiles à neutrons, qui dans leur état final seraient formées de neutrons extrêmement comprimés”. De telles étoiles ont été ensuite décrites de façon théorique par (? , ?) en 1939. C'est en juillet 1967 que Jocelyn Bell détecta pour la première fois, de manière fortuite, un signal radio périodique de l'ordre de la seconde. Dans un premier temps, ce signal fut attribué à une étoile émettant un rayonnement pulsé (*pulsing star*), ce qui fit donner le nom de pulsar à cette nouvelle classe d'objets. Rapidement, il fut admis que le seul astre suffisamment compact pour posséder une telle variabilité soit une étoile à neutrons en rotation rapide. C'est finalement la découverte en 1968 d'un pulsar au sein de la nébuleuse du Crabe (M1) – engendrée par la supernova historique SN 1054 et décrite par les astronomes d'Orient et d'Extrême-Orient – et la mise en évidence de l'accord entre la puissance du rayonnement de la radio aux rayons X de la nébuleuse et l'énergie rotationnelle dissipé par le ralentissement du pulsar (? , ?), qui acheva de construire le scénario d'un pulsar comme étoile à neutrons issue de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive.

La découverte des premiers pulsars coïncide avec les débuts de l'astronomie gamma spatiale et le lancement du satellite Oso-III qui mit en évidence une émission provenant du plan galactique. Les tentatives d'observations suivantes, réalisées à l'aide de chambres à étincelles embarquées par ballons, ont permis de mettre en évidence un signal périodique en provenance du pulsar du Crabe (? , ?) et une indication de faible degré de confiance pour celui de Vela. En 1972, le Small Astronomy Satellite (SAS-2) met en évidence trois sources ponctuelles le long du plan galactique qui se révéleront être toutes les trois des pulsars, le Crabe, Vela et Geminga¹. Enfin, le satellite COS-B lancé le 9 août 1975 découvre 25 sources et produit la première carte d'émission diffuse.

En 1991 le lancement par la NASA du *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO) relance de manière significative l'astronomie gamma spatiale. Les instruments COMPTEL² et EGRET³ du satellite CGRO ont permis d'augmenter le nombre de pulsars détectés en rayons γ au nombre de sept (ces pulsars sont présentés dans la figure 1.1).

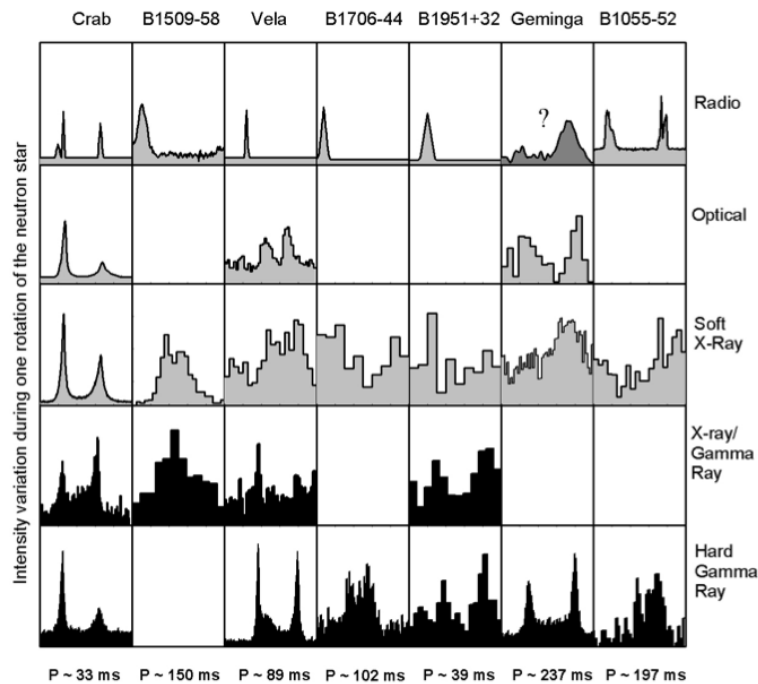


FIGURE 1.1: Courbes de lumière pour 5 intervalles en énergie des 7 pulsars détectés par la mission CGRO : radio, optique, rayonnement X mou (< 1 keV), X dur / γ mou (10 keV - 1 MeV), et γ (> 100 MeV). Cette figure est extraite de la revue de Thompson (2008).

1. Ce dernier étant silencieux en radio, il ne sera identifié en tant que pulsar qu'en 1992, par la découverte d'une périodicité de 237 ms dans les rayons X (? , ?) et les rayons γ (? , ?).

2. Imaging COMPton TElescope

3. Energetic Gamma Ray Experiment Telescope

C'est finalement le satellite Fermi, lancé par la NASA en 2008, qui fera passer le nombre de pulsars γ de sept à plus d'une centaine, ce qui permettra l'analyse statistique de ces objets, ainsi que le test des modèles d'émissions sur une large population.

Enfin, la détection par les télescopes Čerenkov au sol, MAGIC et VERITAS, du pulsar du Crabe puis, celle du pulsar de Vela par le télescope H.E.S.S – qui constitue l'objet principal de cette thèse – ouvrent la voie de l'étude de ces objets aux plus hautes énergies, et permettent de poser de nouvelles contraintes sur les modèles existants, mais aussi de préparer le terrain pour la nouvelle génération de télescopes Čerenkov.

1.1.2 Propriétés générales des pulsars

1.1.2.1 Diagramme P/\dot{P} et classification des pulsars

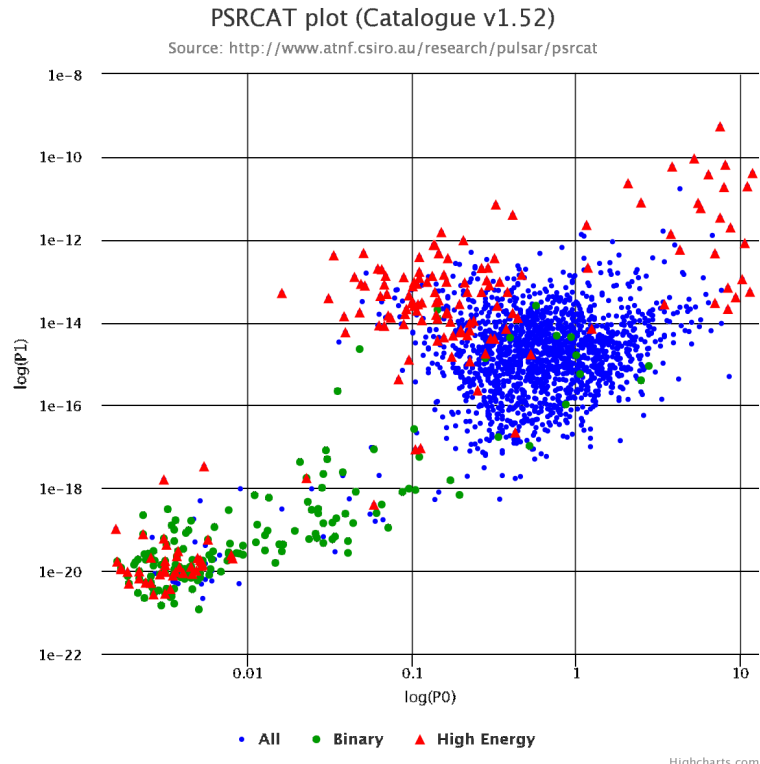


FIGURE 1.2: Ralentissement \dot{P} en fonction de la période P pour les 2267 pulsars du catalogue ATNF. Les pulsars détectés à haute énergie (X, γ) sont indiqués par un triangle rouge, les pulsars appartenant à un système binaire par un point vert et les autres par un point bleu. Notons que certains pulsars indiqués sur cette figure comme détectés à haute énergie peuvent très bien appartenir à un système binaire.

En représentant les pulsars selon leur période (P) et la dérivée de celle-ci (\dot{P}) (fig 1.2) on peut distinguer trois types de population :

Les pulsars secondes ou normaux, au centre. Cette population est formée de pulsars isolés, de période autour de la seconde, possédant un ralentissement rotationnel important et d'âge moyen de quelques dizaines de milliers d'années à quelques millions d'années. Ils forment la majorité des objets répertoriés dans le graphique. Leur principale source d'énergie est l'énergie cinétique de rotation.

On remarque qu'au sein de cette catégorie les pulsars détectés à haute énergie sont ceux dotés des périodes de rotation les plus faibles et le ralentissement le plus important. Il s'agit également des pulsars les plus jeunes. C'est de cette classe d'individus dont il est question dans cette thèse.

Les pulsars millisecondes en bas à gauche, ont une période courte de quelques millisecondes et un ralentissement nettement plus faible, de l'ordre de $\dot{P} \sim 10^{-19} \text{ s.s}^{-1}$. Cette population est constituée de pulsars appartenant à des systèmes binaires dont la rotation a été accélérée par l'accrétion de matière, on parle alors de pulsar recyclé. Ces étoiles à neutrons sont très vieilles, de l'ordre du milliard d'années et leur champ magnétique, plutôt faible, s'est sans doute dissipé en grande partie. On peut remarquer qu'une fraction importante de ces objets a été détectée à haute énergie.

Les pulsars X anormaux et les répéteurs gamma mou (SGR⁴) en haut à droite, ont une période de l'ordre de la dizaine de secondes et un champ magnétique encore plus intense. Ils sont très jeunes, à peine quelques milliers d'années. Leur source principale d'énergie vient de leur champ magnétique, probablement dissipé par reconnexion magnétique.

Dans ce manuscrit il sera plus particulièrement question de pulsars isolés jeunes. Ces objets forment un sous-groupe des pulsars secondes et possèdent une période courte ($< 1\text{s}$) et un ralentissement important (donc, dans la partie supérieure gauche des pulsars secondes de la figure 1.2). En conséquence ils ont une forte perte de leur énergie cinétique dont une fraction importante peut être dissipée sous forme de rayonnement γ . Les mécanismes conduisant à cette émission seront discutés plus loin dans ce chapitre.

1.1.2.2 Étoile à neutrons

Comme rappelé ci-dessus, il a été admis très tôt que le rayonnement périodique des pulsars est produit par une étoile à neutrons en rotation rapide, fortement magnétisée,

4. *Soft Gamma-ray Repeater* en anglais.

issue de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive⁵ lors d'une supernova. Lors de l'effondrement de l'étoile, la gravité devient si forte que la matière est contrainte de prendre un état dégénéré. Au-delà d'une densité critique, tous les niveaux de Fermi sont occupés et le principe d'exclusion de Pauli interdit le processus β . Les électrons ne peuvent plus rester sur leur orbite autour des noyaux : il leur faudrait une vitesse supérieure à celle de la lumière pour répondre au principe d'exclusion. Ils sont alors contraints de pénétrer dans les noyaux atomiques, fusionnant ainsi avec les protons pour donner des neutrons par l'interaction β inverse $p + e^- \rightarrow n + \nu$, ce qui conduit à une neutronisation globale de la matière.

La masse d'une étoile à neutrons peut aller de 1.1 à $\sim 3 M_\odot$ pour un rayon typique⁶ d'une dizaine de km. La densité de particules dans le cœur de l'étoile pouvant atteindre et même dépasser celle d'un noyau atomique (de l'ordre de $\rho_{nuc} \sim 2.5 \times 10^{17}$ kg/m³), de telles étoiles sont les objets les plus denses connus de l'Univers et, à l'exception des trous noirs, les objets les plus "compacts".

La compacité d'un objet céleste est une grandeur adimensionnelle qui exprime l'intensité du champ gravitationnel qui lui est associé. Elle est donnée par le rapport entre son rayon de Schwarzschild⁷ et son rayon physique :

$$\Xi = \frac{GM}{Rc^2} \quad (1.1)$$

où G est la constante de la gravitation, M et R respectivement la masse et le rayon de l'étoile et c la vitesse de la lumière.

Pour une naine blanche la compacité est de l'ordre de 10^{-4} , ce qui correspond grossièrement à une valeur pour laquelle les phénomènes liés à la relativité générale ne sont plus négligeables. Les ordres de grandeur caractéristiques des pulsars conduisent à une valeur $\Xi \sim 0.2$. Pour cette valeur, l'approximation newtonienne n'a plus cours et nous devons résoudre les équations de l'équilibre hydrostatique d'une étoile à symétrie sphérique en relativité générale. Ces équations sont les solutions du système différentiel T.O.V.⁸ (? , ?) (? , ?), données par le tenseur énergie-impulsion après la résolution de l'équation d'Einstein dans un espace-temps à symétrie sphérique :

5. La masse de l'étoile pouvant s'effondrer en une étoile à neutrons doit être supérieure à ~ 8 masses solaires ($M_\odot = 1,989 \times 10^{30}$ kg).

6. Il n'existe pas de mesures fiables du rayon des étoiles à neutrons, cette valeur est estimée à l'aide des équations d'état de la matière ; voir plus bas.

7. Le rayon de Schwarzschild ($R_s = \frac{2GM}{c^2}$) correspond au rayon de l'horizon des événements d'un trou noir de masse M .

8. Tolman Oppenheimer Vollkoff.

$$\frac{dM}{dr}(r) = 4\pi r^2 \rho(r) \quad (1.2)$$

$$\frac{dP}{dr}(r) = -\frac{G}{r^2} \left[\rho(r) + \frac{P(r)}{c^2} \right] \left[M(r) + 4\pi r^3 \frac{P(r)}{c^2} \right] \left[1 - \frac{2GM(r)}{c^2 r} \right]^{-1} \quad (1.3)$$

$$\frac{d\Phi}{dr}(r) = - \left[\rho(r) + \frac{P(r)}{c^2} \right]^{-1} \frac{dP}{dr}(r) \quad (1.4)$$

où P et ρ désignent respectivement la pression et la densité de l'étoile, et où Φ désigne le potentiel gravitationnel et détermine les coefficients de la métrique.

Pour obtenir un modèle d'étoile à neutrons en intégrant le système T.O.V., il est nécessaire de connaître l'équation d'état de la matière, c'est-à-dire une relation entre P et ρ , lorsque que la densité de la matière avoisine, voire dépasse, la densité nucléaire. Si pour les densités de la croûte cet état est relativement bien connu, il n'en est pas de même pour l'intérieur de l'étoile dont l'équation d'état est régie par la chromodynamique quantique, physique de l'interaction forte, encore mal maîtrisée tant du point de vue expérimental que théorique. La grande diversité d'équations d'états proposées dans la littérature est donc le reflet de notre ignorance et non de la variété des situations astrophysiques.

On peut cependant dresser un tableau général d'une étoile à neutrons (fig 1.3) :

la surface ($\rho < 10^9 \text{kg/m}^3$; $\Delta R < 0.1 \text{km}$) où la température et le champ magnétique influencent beaucoup l'équation d'état.

la croûte externe ($10^9 \text{kg/m}^3 < \rho < \rho_{drip} = 10^{14} \text{kg/m}^3$; $\Delta R \sim 1 \text{km}$) est constituée de noyaux d'atomes exotiques possédant un grand nombre de neutrons, et arrangés sous forme de réseau cristallin, le tout baignant dans un gaz d'électrons dégénéré et relativiste. La densité ρ_{drip} est la densité critique au-delà de laquelle apparaissent des neutrons libres dans le milieu.

la croûte interne ($\rho_{drip} < \rho < \rho_{nuc}$; $\Delta R \sim 1 - 2 \text{km}$) est constituée de noyaux lourds riches en neutrons, d'un gaz de neutrons superfluides et d'un gaz d'électrons.

le noyau externe ($\rho > \rho_{nuc}$; $\Delta R \sim 10 \text{km}$) est constitué d'un mélange de nucléons (protons+neutrons) superfluides, ainsi que d'électrons non superfluides. Les protons sont également superconducteurs.

le **noyau interne** ($\rho > 2\rho_{nuc}$; $\Delta R \sim ?$) dont l'existence et la composition restent hautement spéculatives. Les différents modèles évoquent la présence d'hypérons ($\Sigma^-, \Delta^-, \Lambda, \dots$) ou de mésons de diverses variétés (π^+, π^-, K^-, \dots) ou même des quarks déconfinés.

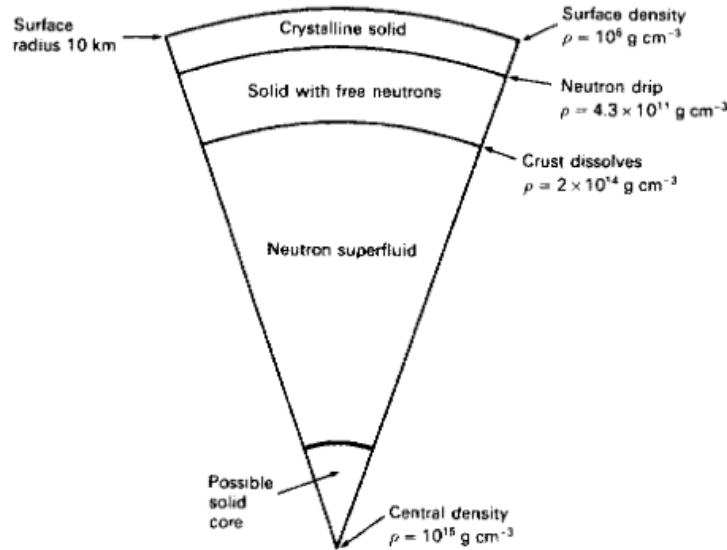


FIGURE 1.3: Coupe schématique d'une étoile à neutrons. Figure extraite de (?). Les densités sont indiquées en unité CGS.

On pourra également noter l'existence d'une couche de plasma de quelques millimètres à quelques centimètres à la surface de l'étoile, sa densité allant de 10^{-1} à 10^9 kg/m^3 , l'équation d'état dépendant fortement de la température et du champ magnétique. Parfois appelée atmosphère de l'étoile à neutrons, on peut observer le rayonnement thermique émanant de ce plasma dans les rayons X. L'observation de ce rayonnement nous renseigne sur la température, la gravité et le champ magnétique de surface.

1.1.2.3 Modèle simplifié du dipôle

Une première approche permettant de comprendre plusieurs propriétés fondamentales des pulsars, est de les considérer comme des dipôles magnétiques tournants, où l'axe de rotation et celui du champ magnétique ne sont pas alignés. Le champ électrique \vec{E} induit par effet dynamo par un tel dipôle doit alors satisfaire l'équation de Lorentz :

$$\vec{E} + \frac{1}{c}(\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B} = 0 \quad (1.5)$$

où $\vec{\Omega}$ est la vitesse angulaire, \vec{B} est le champ magnétique à la distance \vec{r} du dipôle et c la vitesse de la lumière.

Partant de cette considération, (?, ?) montrent très tôt que, pour un rotateur aligné, le champ électrique induit à la surface de l'étoile proche des pôles magnétiques est très supérieur à la force gravitationnelle. Elle arrache ainsi les particules de la surface en les accélérant de manière quasi instantanée à des vitesses ultrarelativistes. Le rayonnement de courbure de ces particules produit des paires e^+/e^- par interaction $\gamma + \gamma_B \rightarrow e^+ + e^-$ avec les photons du champ magnétique, et initie des cascades de particules qui peuplent ainsi la magnétosphère (plus de détails sont donnés dans la section 1.3).

Si l'on suppose que la magnétosphère est en corotation avec le dipôle, il se forme alors une limite virtuelle sous la forme d'un cylindre parallèle à l'axe de rotation à partir de laquelle cette corotation devient impossible sous peine de dépasser la vitesse de la lumière. Ce cylindre est appelé conventionnellement ⁹ cylindre de lumière et a pour rayon :

$$R_{LC} = \frac{cP}{2\pi} \quad (1.6)$$

où P est la période du pulsar.

Les lignes de champ sortant du cylindre ne peuvent pas boucler et sont par conséquent obligatoirement ouvertes. Ces lignes de champ ouvertes permettent aux particules de s'échapper du cylindre de lumière sous la forme d'un vent relativiste. Ce vent (décrit dans la partie 1.4) donne lui-même naissance, à la suite d'un choc avec les éjectas de la supernova ou le milieu interstellaire, à une nébuleuse de vent de pulsar. Notons que dans ce schéma, la question de la fermeture du courant n'est pas abordée. Ce problème fondamental sera discuté plus loin dans ce chapitre.

1.1.2.4 Ralentissement et rayonnement des pulsars

Il existe au moins deux sources de perte de l'énergie du pulsar : l'échappement des particules sous la forme d'un vent, et le rayonnement émis par le pulsar (dont la quasi totalité, en terme d'énergie, sous la forme de photons γ). Ces pertes sont puisées dans le principal réservoir d'énergie de ce dernier : son énergie cinétique de rotation $E_{rot} = \frac{1}{2}I\Omega^2$, où $I = MR^2$ est le moment d'inertie de l'étoile à neutrons. Ces pertes

9. Cette appellation vient d'un modèle considéré comme obsolète où le rayonnement γ était produit par des particules se déplaçant à des vitesses ultra-relativistes sur ce cylindre. Ce modèle n'est plus considéré comme envisageable aujourd'hui, mais le nom subsiste.

d'énergies conduisent à un ralentissement, avec un taux \dot{P} correspondant à une variation d'énergie \dot{E}_{rot} définie par :

$$\dot{E}_{rot} = I\Omega\dot{\Omega} = -(2\pi)^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \quad (1.7)$$

En considérant que les pertes d'énergies sont uniquement dues au rayonnement dipolaire du pulsar on a :

$$\dot{E}_{rot} = \frac{2}{3c^3} \vec{\mu}^2 \Omega^4 \sin^2(\alpha) = I\Omega\dot{\Omega} \quad (1.8)$$

où $\vec{\mu}$ désigne le moment dipolaire magnétique du pulsar et α l'angle entre l'axe du dipôle magnétique et l'axe de rotation du pulsar.

On déduit de 1.8 :

$$\dot{\Omega} \propto \Omega^3 \quad (1.9)$$

donc en intégrant entre t et t_0 ,

$$\Omega(t)^{-2} - \Omega(t_0)^{-2} \propto (t - t_0) \quad (1.10)$$

En faisant l'hypothèse que la période initiale est négligeable devant la période mesurée ($\Omega(t_0) \gg \Omega(t)$) on a :

$$\Omega(t) \propto (t - t_0)^{-\frac{1}{2}} \Rightarrow P = K(t - t_0)^{\frac{1}{2}} \quad (1.11)$$

$$\Rightarrow \dot{P} = \frac{1}{2} K(t - t_0)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.12)$$

dont on peut déduire un âge caractéristique

$$\tau_c = t - t_0 = \frac{1}{2} \frac{P}{\dot{P}} \quad (1.13)$$

Remarquons que l'on peut considérer que les pertes d'énergies ne sont pas uniquement dues au rayonnement dipolaire en posant $\dot{\Omega} \propto \Omega^n$ où $n = 2 - \frac{P\ddot{P}}{\dot{P}^2}$ est appelé indice de freinage et est en principe mesurable par chronométrie du pulsar. De même, dans le cas des pulsars jeunes, la période initiale n'est pas négligeable devant la période mesurée. On peut alors donner une expression plus juste de l'âge du pulsar :

$$\tau = \frac{1}{n-1} \frac{P}{\dot{P}} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P} \right)^{n-1} \right] \quad (1.14)$$

Précisons enfin que la détermination observationnelle de la dérivée seconde est très délicate car elle requiert plusieurs années de relevés en continu. Cependant, les mesures disponibles sont en contradiction avec l'hypothèse $n = 3$. Par exemple dans le cas du pulsar de Vela, on mesure $n = 1.4 \pm 0.2$ (? , ?). Cette différence peut s'expliquer en invoquant différents processus de dissipation de l'énergie cinétique de rotation. On peut par exemple envisager qu'une part importante de l'énergie cinétique est dissipée par l'échappement des particules dans le vent du pulsar.

1.1.3 Vestiges de supernovæ

Une supernova correspond à l'explosion d'une étoile. Les supernovæ sont généralement classées en deux catégories : les supernovæ de type II, Ib, Ic qui surviennent à la fin de la vie d'une étoile massive (supernovæ à effondrement de cœur) et les supernovæ de type Ia qui sont créées par une naine blanche accrétant de la matière, lorsque sa masse atteint celle de Chandrasekhar¹⁰ : l'étoile est alors complètement désintégrée dans une explosion thermonucléaire gigantesque (supernovæ thermonucléaires). Ces dernières sont connues pour fournir une énergie très stable selon les individus et sont utilisées comme *chandelles standards* pour déterminer les distances extragalactiques.

Suivant la masse initiale de l'étoile, l'héritier d'une supernova à effondrement de cœur peut varier. Selon les modèles théoriques actuels, une étoile ayant une masse initiale située entre ~ 8 et ~ 20 masses solaires achèvera sa vie sous forme d'étoile à neutrons. À partir de ~ 25 masses solaires jusqu'à ~ 40 masses solaires, l'enveloppe externe de l'étoile n'est pas complètement expulsée et une certaine partie ($\sim 2M_{\odot}$) continue d'interagir avec l'étoile à neutrons jusqu'à formation d'un trou noir. Pour les étoiles de plus de ~ 40 masses solaires, elles pourraient ne pas perdre assez de masse durant l'explosion, et s'effondreraient directement en trou noir.

Les mécanismes complexes se déroulant pendant ces cataclysmes permettent la fusion de nombreux éléments lourds, faisant ainsi de ces phénomènes les creusets alchimiques de l'Univers.

10. La masse de Chandrasekhar correspond à $1.44M_{\odot}$ elle a été calculée en 1930 par le physicien indien Subrahmanyan Chandrasekhar. Elle correspond à la masse maximale que la pression de dégénérescence électronique (due au principe d'exclusion de Pauli) d'un objet peut supporter sans qu'il y ait d'effondrement.

Quel que soit le type de la supernova, l'explosion éjecte les couches supérieures de l'étoile dans l'espace interstellaire à des vitesses très supérieures à la vitesse du son dans ce milieu, créant ainsi une onde de choc. La matière éjectée et l'onde de choc forment le vestige de la supernova (ou SNR¹¹). L'évolution temporelle du reste de la supernova se divise en trois phases : la phase d'expansion libre, la phase adiabatique dite de Sedov-Taylor et la phase radiative.

1.1.3.1 Phase d'expansion libre

Durant cette première phase, les éjectas se propagent librement dans le milieu interstellaire et le rayon de la SNR est donné par $R_{SNR}(t) = v_0 t$ où v_0 est la vitesse initiale du choc.

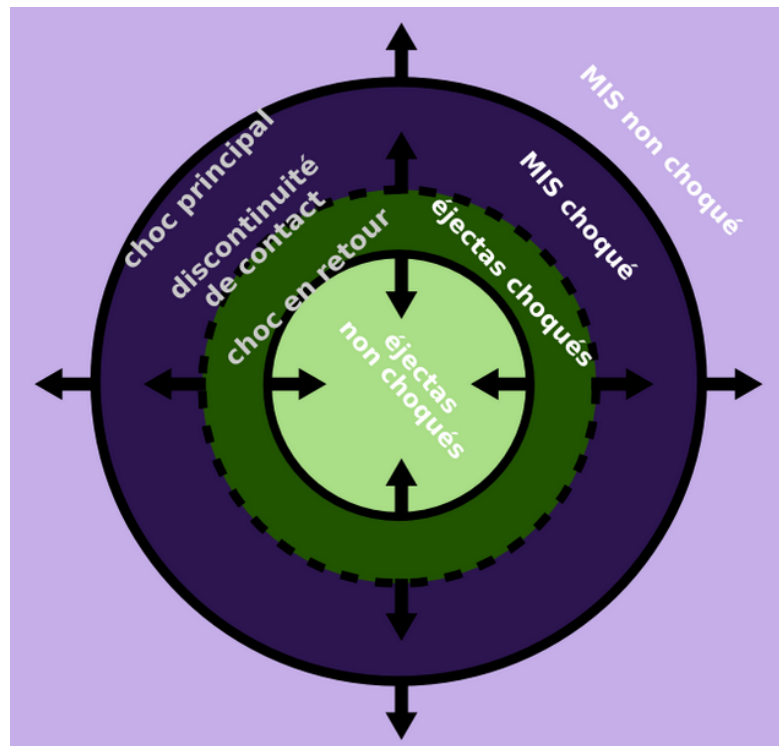


FIGURE 1.4: Représentation schématique de la structure d'un reste de supernova. Le milieu interstellaire est représenté en mauve et les éjectas en vert.

Cette phase se termine lorsque la masse de la matière interstellaire atteint l'ordre de grandeur de la masse des éjectas ($t \sim 500$ ans), il se crée alors une onde de choc en retour dirigée vers l'intérieur qui ralentit les éjectas. L'onde de choc du SNR, quant à elle, continue son expansion, réchauffant ainsi le milieu interstellaire. Cette situation est décrite dans la figure 1.4.

11. *Supernova Remnant.*

1.1.3.2 Phase adiabatique ou de Sedov-Taylor

Durant cette phase, le vestige de supernova est dominé par la matière choquée du milieu interstellaire. La masse de la matière balayée par l'explosion est de l'ordre de grandeur, voire supérieure, à la masse des éjectas. Cependant, le transfert de quantité de mouvement entre matière en mouvement et matière interstellaire choquée se fait sans perte d'énergie, d'où le terme de phase adiabatique. L'onde de choc principale commence à ralentir, sa vitesse est donnée par la relation (?, ?)

$$v_c(t) = v_0 \left(\frac{t_{\text{sed}}}{t} \right)^{3/5} \quad (1.15)$$

où t_{sed} est le temps mis par le SNR pour arriver à cette phase de relaxation. Ce temps est d'environ quelques centaines d'années, il dépend de la masse éjectée par l'étoile M_{ej} , de la vitesse initiale du choc v_0 et de la densité du milieu interstellaire ρ_{MIS} :

$$t_{\text{sed}} = \left(\frac{E_{\text{SN}} M_{\text{ej}}}{4\pi \mu m_H \rho_{\text{MIS}} v_0^3} \right)^{1/3} \quad (1.16)$$

où m_H est la masse d'un atome d'hydrogène et μ la masse réduite de la matière du milieu interstellaire.

Le rayon du SNR est donné par la relation (?, ?)

$$R_{\text{SNR}} \sim \left(\frac{E_{\text{SN}}}{\rho_{\text{MIS}}} \right)^{1/5} t^{2/5} \quad (1.17)$$

1.1.3.3 Phase radiative

Cette dernière phase de l'évolution temporelle des SNR se déroule pour les individus âgés de quelques centaines de milliers d'années. L'énergie du vestige de supernova est plus faible, le choc entre le rémanent et le milieu interstellaire provoque des pertes significatives d'énergie. La matière du milieu interstellaire choquée refroidit et s'effondre sur elle même, créant une fine coquille dense et froide. La matière à l'intérieur de la coquille chaude, continue son expansion due à la pression interne et pousse la coquille externe.

La vitesse d'expansion du choc est donnée par (?, ?)

$$v_c = v_0 \left(\frac{t_{\text{sed}}}{t_{\text{rad}}} \right)^{0.6} \left(\frac{t_{\text{rad}}}{t} \right)^{0.69} \quad (1.18)$$

où t_{rad} est le temps mis par le SNR pour arriver dans cette phase de radiation. Il dépend de l'énergie initiale de la supernova et de la densité du milieu interstellaire :

$$t_{\text{rad}} = 2.7 \left(\frac{E_{\text{SN}}}{10^5 \text{1erg}} \right)^{0.24} \left(\frac{\rho_{\text{MIS}}}{1 \text{cm}^{-3}} \right)^{-0.52} \times 10^4 \text{ ans} \quad (1.19)$$

Durant la période où la pression est plus élevée à l'intérieur de la coquille, le rayon de la SNR évolue comme $R_{\text{SNR}} \propto t^{2/7}$. Lorsque la pression du milieu interstellaire et du SNR sont à l'équilibre, plus aucune force n'agit sur lui et il est livré à son mouvement inertiel. Son rayon évolue alors comme $R_{\text{SNR}} \propto t^{1/4}$.

1.1.4 Nébuleuse de vent de pulsars

Pour un pulsar jeune, seule une faible fraction ($< 10\%$) de l'énergie cinétique de rotation est convertie en rayonnement pulsé observable. Il est admis que la majorité de cette énergie est dissipée sous la forme d'un vent ultrarelativiste magnétisé (pour une discussion sur la structure de vent avant le choc, se référer à la section 1.4). Après l'interaction avec le milieu environnant ce vent est susceptible d'émettre un rayonnement synchrotron (non pulsé) depuis la radio jusqu'au rayon X. On appelle cette émission, une nébuleuse de vent de pulsar (appelé également pléion¹² ou PWN¹³). Ces nébuleuses sont également susceptibles de rayonner des photons aux hautes énergies (TeV) par processus Compton Inverse (IC). Ce rayonnement, observé par les télescopes Čerenkov au sol, fournit de précieux renseignements sur les conditions physiques dans ces nébuleuses. En effet l'ajustement du flux synchrotron souffre d'une dégénérescence entre la densité de particules et l'intensité du champ magnétique. Le flux IC ne dépendant que de la densité de particules, son observation permet de lever cette dégénérescence (sous l'hypothèse d'une géométrie donnée et d'un champ magnétique uniforme).

La morphologie de ces sources semble très variable d'une source à une autre, et pour une même source, cette morphologie peut également varier en fonction des longueurs d'onde de l'observation. Elle dépend des caractéristiques du pulsar (âge, champ magnétique...) et du milieu environnant. On montre sur la figure 1.5 l'exemple de la nébuleuse du Crabe.

12. Du grec *pleres* qui veut dire "sac plein".

13. *Pulsar Wind Nebula* en anglais (prononcé "piwin").

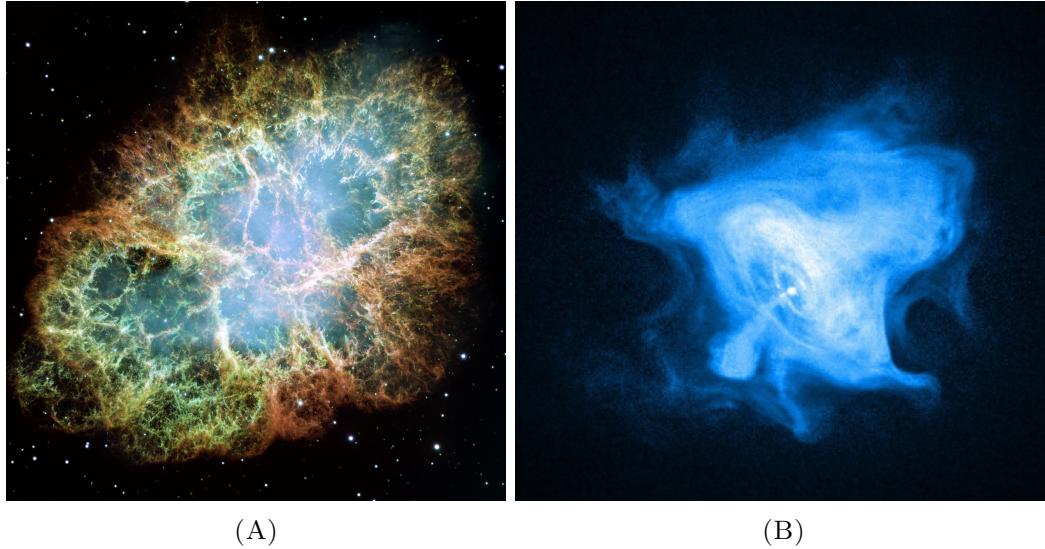


FIGURE 1.5: Nébuleuse du crabe vue dans les longueurs d'onde visible par le télescope Hubble (à gauche) et dans les rayons X par le télescope Chandra (à droite).

1.1.4.1 Évolution temporelle

L'évolution de la nébuleuse est déterminée par deux facteurs, le taux d'injection de particules provenant du pulsar et la configuration de la matière dans laquelle elle se développe, qu'il s'agisse de la matière éjectée lors de la supernova ou du milieu interstellaire si l'âge et la vitesse propre du pulsar lui ont permis de sortir de la coquille du SNR. Une fois le choc ralenti, si la vitesse propre du pulsar (acquise, par exemple lors de l'explosion) est importante, il ne sera plus au centre de la coquille et peut même en sortir.

Pour une PWN jeune comme celle du Crabe, la vitesse de propagation de l'onde de choc du SNR est bien supérieure à la vitesse propre du pulsar, en conséquence il se trouve proche du centre du vestige de la supernova. Les particules s'échappant de la magnétosphère du pulsar forment alors une nébuleuse en expansion libre dans le SNR.

Pour un pulsar plus âgé, comme celui de Vela (11000 ans d'âge caractéristique), le choc en retour du vestige de supernova vient comprimer la nébuleuse et peut modifier la morphologie de celle-ci.

Si la vitesse du pulsar est suffisante, il peut s'échapper du SNR. La nébuleuse peut prendre une forme cométaire avec la formation d'un choc en arc (*bow shock*) dans la direction du mouvement propre du pulsar, ainsi que d'une queue de particules chargée à haute énergie.

1.1.4.2 Nébuleuse compacte

Les observations en rayons X montrent l'existence d'une nébuleuse compacte, fortement anisotrope, au voisinage du pulsar. L'évacuation d'énergie semble être maximale sur le plan équatorial du pulsar, dans ce qui semble être le lieu de l'interaction entre le vent du pulsar non choqué (décrit dans la section 1.4) et la nébuleuse compacte. On appelle cette région le choc terminal.

La structure en tore, alignée sur le plan équatorial, avec (ou non) un jet aligné avec l'axe de rotation du pulsar a été observée pour la première fois sur le pulsar du Crabe (?). On peut voir cette structure sur la figure 1.5B. Depuis, cette morphologie a été observée pour bon nombre d'autres nébuleuses de pulsars dont celui de Vela. Des simulations numériques MHD relativistes (? ?) ont permis de reproduire cette structure.

1.2 Processus d'accélération et de rayonnement des particules à l'œuvre dans les pulsars et leur environnement

Les observations de sources galactiques et extragalactiques de quelques dizaines de GeV à plusieurs TeV, suggèrent que les particules produisant ces photons ont un facteur de Lorentz $\gamma = E/mc^2$ variant entre 10^4 et 10^7 pour des électrons. Il apparaît alors clairement que des processus d'accélération très efficaces sont en jeu pour transférer l'énergie potentielle des champs électromagnétiques aux particules.

La compréhension des mécanismes d'accélération et de rayonnement de ces particules par interaction avec leur environnement est capitale pour comprendre les observations de l'astronomie γ . Dans cette section, nous décrirons ces mécanismes sous l'angle de la physique des pulsars et de leur environnement. Les calculs et les formules seront exprimés dans le système d'unités CGS.

1.2.1 Processus d'accélération des particules chargées

Il existe donc des processus puissants permettant la dissipation de l'énergie du champ électromagnétique vers l'énergie cinétique des particules, le plus naturel et le plus efficace étant l'accélération des particules chargées par le champ électrique parallèle au champ magnétique, à l'œuvre dans les champs non turbulents comme la magnétosphère des pulsars. Pour les champs plus chaotiques ou en présence de chocs, d'autres mécanismes peuvent entrer en jeu comme les processus d'accélération de Fermi

du premier (? , ?) et du second (? , ?) ordre. Dans ces mécanismes, le champ magnétique agit comme un miroir pour les particules qui gagnent de l'énergie à chaque passage du choc. Enfin, des reconnexion magnétiques sont également susceptibles de transférer l'énergie du champ magnétique aux particules, soit en mettant à profit la tension magnétique des lignes de champ pour propulser les particules fixées aux lignes de champ à la manière d'un lance-pierre, soit en créant des boucles de champ magnétique qui, à leur tour, produisent un champ électrique perpendiculaire au plan de la boucle.

1.2.1.1 Accélération par un champ électrique

Une particule chargée plongée dans un champ électromagnétique subit la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \wedge \vec{B} \right) \quad (1.20)$$

En MHD idéale, dite aussi à fort nombre de Reynolds magnétique ($R_m = \mu_0 \sigma v L \gg 1$), la conductivité σ est suffisamment élevée pour être considérée comme infinie. Les particules sont gelées sur les lignes du champ magnétique \vec{B} et le champ électrique (\vec{E}) est perpendiculaire aux lignes de champ. Dans ces conditions le champ électrique ne peut pas accélérer les particules.

Nous verrons dans la section 1.3 qu'il existe des régions vides de charge dans la magnétosphère des pulsars où cette hypothèse n'est pas vérifiée. La particule subit alors une accélération $\vec{F} = q\vec{E}_{//}$ où $\vec{E}_{//}$ correspond au champ électrique parallèle au champ magnétique. Ce processus est très efficace pour accélérer des particules.

1.2.1.2 Processus de Fermi du premier ordre

Les processus d'accélération de Fermi du premier ordre se déroulent au sein des ondes de choc créées dans les plasmas chargés. De telles ondes de choc sont formées lorsque la matière se propage plus vite que la vitesse du son dans un certain milieu. Ces chocs peuvent être créés par les éjectas d'une supernova, le choc terminal entre le vent du pulsar et sa nébuleuse compacte ou encore dans les jets des AGN ¹⁴.

Si une particule chargée traverse l'onde de choc et qu'elle rencontre un changement de champ magnétique sur son chemin, elle peut être réfléchi à une vitesse supérieure

14. *Active Galactic Nuclei*, ou noyaux actifs de galaxie. Il s'agit de trous noirs supermassifs logés au cœur de certaines galaxies dont l'activité peut former un disque d'accrétion et un double jet de matière relativiste pouvant s'étendre sur plusieurs centaines de milliers d'années lumière.

et retraverser l'onde de choc. Si ce phénomène se reproduit plusieurs fois, les réflexions multiples accroissent l'énergie de la particule, qui peut atteindre des énergies relativistes.

1.2.1.3 Reconnexion magnétique

Dans les limites de la MHD idéale, on prévoit que le champ magnétique, gelé dans le plasma, peut se déformer à cause du mouvement de ce dernier, mais les lignes de champ ne peuvent pas se briser. Pour considérer les reconnexions magnétiques nous devons sortir des limites posées par la MHD idéale et considérer une certaine résistivité au plasma. Dans ces conditions, si dans certaines régions où le gradient du champ magnétique est important, la conductivité du plasma est insuffisante pour supporter la circulation du courant associé à la structure du champ magnétique, une reconfiguration locale de la topologie du champ magnétique par des reconnexions entre les lignes de champ est possible, voire inévitable.

Les reconnexions magnétiques sont susceptibles d'accélérer les particules selon deux processus.

Le premier est lié à la tension des lignes de champ. Lors de la reconnexion, les particules sont gelées sur les lignes de champ et sont contraintes de suivre leur mouvement, elles sont alors accélérées à la manière d'un lance-pierre et peuvent gagner une énergie considérable. C'est ce phénomène qui permet aujourd'hui d'expliquer l'accélération des particules dans le vent solaire.

Le deuxième processus se déroule plus spécifiquement dans les feuilles de courant similaires à celles que l'on trouve dans le vent des pulsars. Les reconnexions au sein de cette feuille de courant créent des îlots sous la forme de boucles de champ magnétique qui forment un courant électrique radial susceptible d'accélérer les particules dans le vent. Ce phénomène est illustré dans la figure 1.6.

Remarquons enfin qu'il existe un phénomène de reconnexion magnétique propre aux pulsars aux abords du cylindre de lumière. En effet le ralentissement du pulsar provoque l'augmentation du rayon de ce cylindre. De ce fait, les dernières lignes de champ ouvertes qui traversent le cylindre, sont contraintes de se reconnecter de part et d'autre de celui-ci.

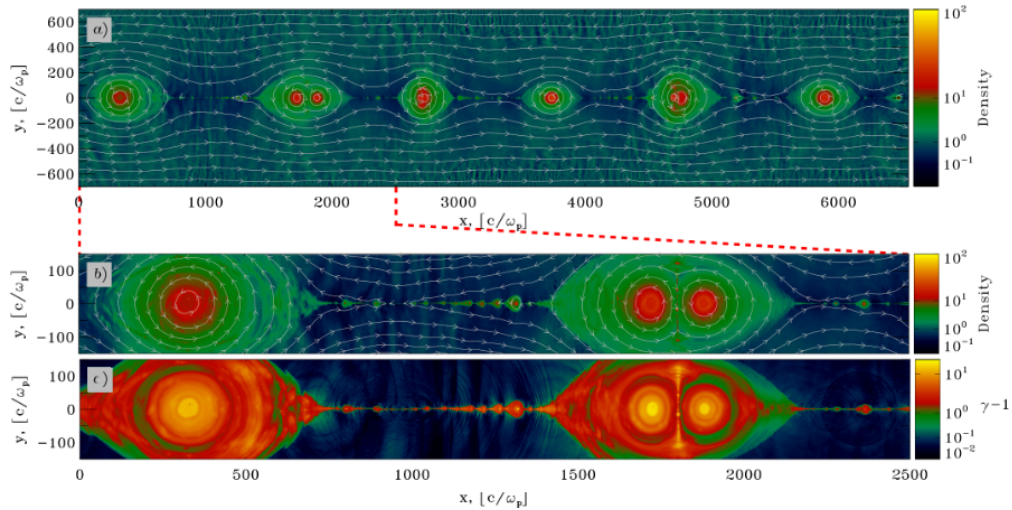


FIGURE 1.6: Structure d'une feuille de courant ayant subi des reconnexions (simulation numérique 2D) pour une conductivité dans la feuille de courant $\sigma = 10$. Les figures a) et b) montrent la densité des particules ainsi que la structure des lignes de champ. La figure c) représente l'énergie moyenne des particules. Cette figure est issue de (?, ?)

1.2.2 Processus radiatif des particules chargées

La principale conséquence de l'accélération des particules chargées est la production de photons de haute énergie par interaction de ces mêmes particules avec leur environnement. Les processus décrits dans cette section permettent à l'astronome de mettre en évidence l'accélération de ces particules au voisinage des accélérateurs astrophysiques ainsi que de contraindre leurs nombres et ceux de leur milieu.

1.2.2.1 Rayonnement synchrotron

Qu'elle soit relativiste ou non, une particule chargée plongée dans un champ magnétique subit la force de Lorentz et accomplit un mouvement de giration autour des lignes de champ.

L'accélération de la particule entraîne une perte d'énergie cinétique qui est convertie en rayonnement électromagnétique. Ce rayonnement est appelé cyclotron dans le cas d'une particule non relativiste et synchrotron dans le cas d'une particule relativiste. Ce rayonnement possède une forte directivité suivant la trajectoire de la particule, autrement dit, quasiment toute l'émission se fait dans un cône d'ouverture $2/\gamma$, l'axe de ce cône coïncidant avec le vecteur vitesse instantanée \vec{v} de la particule (voir 1.7).

La fréquence de giration dans le référentiel de la particule, appelée *fréquence cyclotron* est donnée par la formule :

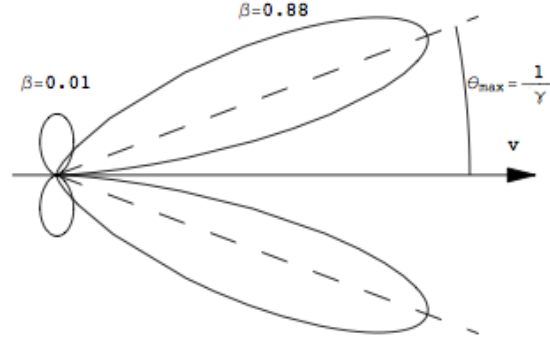


FIGURE 1.7: Configuration de l'émission synchrotron d'une particule accélérée. La direction de la vitesse est indiquée par la flèche v .

$$\nu_g = \frac{qB}{2\pi mc} \quad (1.21)$$

où B est l'intensité du champ magnétique, m et q respectivement, la masse et la charge de la particule et c , la vitesse de la lumière. Pour un champ magnétique de 1 Tesla, cette fréquence vaut environ $\nu_g \approx 28\text{GHz}$.

Pour une particule se déplaçant avec un facteur de Lorentz individuel γ et un angle α par rapport à la ligne de champ magnétique, le rayon correspondant, appelé *rayon de Larmor* est défini par :

$$R_L = \frac{\gamma\beta mc^2}{qB} \sin(\alpha) \sim \frac{\gamma mc^2}{qB} \sin(\alpha) \quad (\text{si } v \sim c) \quad (1.22)$$

Au cours d'une rotation autour du champ magnétique, une particule chargée émet de la lumière visible pour un observateur au repos durant seulement une partie de son orbite. Dans le régime synchrotron, le mouvement de la particule est essentiellement perpendiculaire au champ magnétique ($v \sim v_{\perp} \sim c$) et l'émission est très focalisée. On peut considérer que les photons parvenant à l'observateur seront émis durant une portion d'orbite, d'angle $2/\gamma$. On peut montrer que la durée de l'émission est alors $\Delta t \sim R_L \frac{2}{\gamma^3 c} \propto 1/\gamma^2$, c'est-à-dire que le rayonnement synchrotron est un rayonnement pulsé à très haute fréquence.

La puissance émise par le rayonnement synchrotron est donnée par (? , ?) :

$$P_{\text{sync}} = 2\sigma_{\text{TH}} c U_B \beta^2 \gamma^2 \sin^2 \alpha \quad (1.23)$$

où U_B représente la densité d'énergie du champ magnétique et σ_{TH} est la section efficace de Thomson :

$$\sigma_{\text{TH}} = \frac{8\pi r_e^2}{3} \approx 6.653 \times 10^{-29} \text{m}^2 \quad (1.24)$$

où $r_e = e^2/m_e c^2$ est le rayon de l'électron.

Dans le cas d'une population d'électrons isotrope on peut moyenner la puissance émise sur tous les angles α :

$$P_{\text{sync}} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{TH}} c U_B \beta^2 \gamma^2 \quad (1.25)$$

Rayonnement synchrotron d'un électron :

Le spectre synchrotron émis par un électron d'énergie $E_e = \gamma m c^2$ dans un champ magnétique B peut être décrit par la formule (?, ?) :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin(\alpha)}{h m_e c^2 E_\gamma} F(E_\gamma/E_c) \quad (1.26)$$

avec la fonction F appelée *noyau fondamental du processus synchrotron* défini comme :

$$F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(z) dz \quad (1.27)$$

où $K_{5/3}(z)$ est une fonction de Bessel modifiée du second type, et E_c est appelé *énergie critique synchrotron* :

$$E_c = \frac{3}{2} \gamma^2 h \nu_g \sin(\alpha) \quad (1.28)$$

S'il n'est pas évident d'exprimer la fonction $F(x)$ sous une forme mathématique simple, on connaît cependant son comportement asymptotique (?, ?) :

$$\begin{aligned} F(x) &\approx 2.15 x^{1/3} && \text{si } (x \ll 1) \\ F(x) &\approx 1.25 x^{1/2} e^{-x} && \text{si } (x \gg 1) \end{aligned} \quad (1.29)$$

dont on peut en dériver l'approximation numérique suivante :

$$F(x) \approx 1.79 x^{0.297} e^{-x} \quad (1.30)$$

En utilisant cette approximation numérique, le spectre synchrotron émis par un électron devient :

$$\boxed{\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} = 1.79 \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin(\alpha)}{hm_e c^2 E_\gamma} (E_\gamma/E_c)^{0.297} e^{-E_\gamma/E_c}} \quad (1.31)$$

Pour l'ajustement numérique du rayonnement synchrotron, on utilisera la fonction approchée donnée par (1.31) :

$$\tilde{F}(x) = 2.15x^{1/3}(1 + 3.06x)^{1/6} \times \frac{1 + 0884x^{2/3} + 0.471x^{4/3}}{1 + 1.64x^{2/3} + 0.974x^{4/3}} e^{-x} \quad (1.32)$$

qui donne une précision meilleure que 0.2 % sur tout l'éventail des valeurs de x .

Rayonnement synchrotron d'une population d'électrons :

Plaçons-nous maintenant dans le cas d'un plasma contenant une population d'électrons $N(\gamma)$ où :

$$N(\gamma) = N_0 \gamma^{-p} e^{-\gamma/\gamma_{crit}} \quad (1.33)$$

On peut alors déterminer le flux émis par cette population en intégrant la fonction 1.31 sur le facteur de Lorentz des particules :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} = 1.79 \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin(\alpha)}{hm_e c^2 E_\gamma} \int_1^\infty N(\gamma) (E_\gamma/E_c)^{0.297} e^{-E_\gamma/E_c} d\gamma \quad (1.34)$$

En utilisant le changement de variable $x = \frac{E_\gamma}{E_c}$, on peut déduire de l'équation 1.28

$$\gamma^2 = \frac{2 E_c}{3 h\nu_g \sin(\alpha)} = \left(\frac{2 E_\gamma}{3 h\nu_g \sin(\alpha)} \right) \left(\frac{E_\gamma}{E_c} \right)^{-1} = \left(\frac{2 E_\gamma}{3 h\nu_g \sin(\alpha)} \right) x^{-1} \quad (1.35)$$

donc

$$d\gamma = 1/2 \left(\frac{2 E_\gamma}{3 h\nu_g \sin(\alpha)} \right)^{1/2} x^{-3/2} dx \quad (1.36)$$

Cherchons dans un premier temps le comportement pour des énergies $E_\gamma \ll E_c(\gamma_{crit})$ ce qui correspond à l'émission produite par des électrons avec des facteurs de Lorentz $\gamma \ll \gamma_{crit}$. On a alors :

$$N(\gamma) \approx N_0 \gamma^{-p} = N_0 \left(\frac{2 E_\gamma}{3 h\nu_g \sin(\alpha)} \right)^{-p/2} x^{-p/2} \quad (1.37)$$

en remplaçant dans 1.34 on peut en conclure :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} \approx 1.79 \frac{N_0 \sqrt{3} e^3 B \sin(\alpha)}{2 h m_e c^2} \left(\frac{2}{3 h \nu_g \sin(\alpha)} \right)^{\frac{1-p}{2}} E_\gamma^{-\frac{p+1}{2}} \int_{x(\gamma=1)}^{x(\gamma_{Max})} x^{-\frac{p+0.6}{2}} e^{-x} dx \quad (1.38)$$

Donc

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} \propto E_\gamma^{-(p+1)/2} \quad (1.39)$$

On vient donc de montrer que tant que $\gamma \ll \gamma_{crit}$, le spectre synchrotron produit par une population de particules possédant une distribution d'énergie en loi de puissance d'indice $-p$ a également un comportement en loi de puissance d'indice $-(p+1)/2$.

Regardons maintenant le comportement asymptotique du spectre synchrotron pour des énergies $E_\gamma \gg E_c(\gamma_{crit})$. Pour cela utilisons le changement de variable $y = \gamma/\gamma_{crit}$ et $\tilde{x} = x(\gamma_{crit}) = x \cdot y^2$. On a alors :

$$N(\gamma) = N_0 \gamma_{crit}^{-p} y^{-p} e^{-y} \quad (1.40)$$

Et en remplaçant dans 1.34 :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} \approx 1.79 \frac{N_0 \sqrt{3} e^3 B \sin(\alpha)}{h m_e c^2} E_c(\gamma_{crit})^{0.7-p} E_\gamma^{-0.7} \int_{1/\gamma_{crit}}^{\infty} y^{-p} e^{-y} y^{-0.6} e^{-\tilde{x}/y^2} dy \quad (1.41)$$

Donc

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} \propto E_\gamma^{0.7} \int_{1/\gamma_{crit}}^{\infty} e^{-\ln(y)(p+0.6) - y - \tilde{x}/y^2} dy \quad (1.42)$$

On cherche maintenant à évaluer le comportement asymptotique de l'intégrale pour $\tilde{x} \gg 1$ par la méthode du point col. Pour cela, on pose la fonction g :

$$g(y) = -\ln(y)(p+0.6) - y - \tilde{x}/y^2 \quad (1.43)$$

et on cherche une fonction $y_0(x)$ qui soit un minimum de g , et donc vérifie $g'(y_0) = 0$. Or :

$$g'(y) = \frac{p+0.6}{y} - 1 + \frac{2\tilde{x}}{y^3} \approx \frac{2\tilde{x}}{y^3} - 1 \quad (\text{si } y \gg 1 \text{ et } x \gg 1) \quad (1.44)$$

on en déduit que $y_0 \approx (2\tilde{x})^{1/3}$ satisfait cette condition et on développe g au second ordre autour de cette solution.

$$g(y) = g(y_0) + \frac{g''(y_0)}{2!}(y-y_0)^2 = -\ln(2\tilde{x})\frac{p+0.6}{3} - \frac{3}{2}(2\tilde{x})^{1/3} - \frac{3}{2}(2\tilde{x})^{-1/3}(y-y_0)^2 \quad (1.45)$$

En remplaçant dans 1.41 on obtient :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} \propto E_\gamma^{-0.7-\frac{p+0.6}{3}} e^{-1.9(\frac{E_\gamma}{E_c(\gamma_{crit})})^{1/3}} \int_{1/\gamma_{crit}}^{\infty} e^{-\frac{3}{2}(2\tilde{x})^{1/3}(y-y_0)^2} dy \quad (1.46)$$

En supposant que $\gamma_{crit} \gg 1$ on intègre la gaussienne.

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} \propto E_\gamma^{-\frac{p+2.1}{3}} e^{-1.9(\frac{E_\gamma}{E_c(\gamma_{crit})})^{1/3}} \quad (1.47)$$

On montre ici que le spectre synchrotron produit par une population d'électrons possédant une distribution d'énergie en loi de puissance avec une coupure exponentielle a pour comportement asymptotique ($x \gg 1$) une loi de puissance avec une coupure sous-exponentielle d'indice $b = 1/3$.

On peut également calculer de manière similaire cet indice en faisant l'hypothèse d'une distribution de particules de la forme :

$$N(\gamma) = N_0 \gamma^{-p} e^{-(\gamma/\gamma_{crit})^n} \quad (1.48)$$

Le fonction 1.43 devient :

$$g_n(y) = -\ln(y)(p+0.6) - y^n - \tilde{x}/y^2 \quad (1.49)$$

Cette fonction admet un minimum pour $y_0(\tilde{x}) = (2\tilde{x}/n)^{\frac{1}{n+2}}$, l'indice de la coupure exponentielle du spectre observé sera alors $b = \frac{n}{n+2}$.

1.2.2.2 Rayonnement de courbure

Le rayonnement de courbure découle du même mécanisme que le rayonnement synchrotron; là aussi c'est l'accélération de la particule qui produit le rayonnement électromagnétique. En revanche, dans le cas du rayonnement de courbure, ce n'est plus le rayon de giration qui est responsable de la variation de l'accélération mais la courbure des lignes de champ magnétique. En effet, dans le cadre de la MHD idéale, le fluide et les lignes de champ magnétique sont intimement liés : on dit que le plasma est "gelé" (*frozen in*) dans le champ magnétique. Les particules se déplacent alors le long des lignes de

champ et si ces lignes possèdent une courbure, la variation d'accélération est convertie en rayonnement électromagnétique.

On peut déduire toutes les propriétés du rayonnement de courbure par analogie avec le rayonnement synchrotron en supposant l'existence d'un champ magnétique virtuel B' tel que son hypothétique rayon de Larmor R_L corresponde au rayon de courbure de la ligne de champ du champ magnétique réel (voir figure 1.8). En inversant 1.22 on obtient une définition de $B_{virtuel} = B'$ en fonction du rayon de courbure : $B' = \frac{\gamma m_e c^2}{e R_{curv}}$. On peut alors retrouver le spectre du rayonnement de courbure produit par un électron en remplaçant B par B' dans l'équation 1.31 (avec $\alpha = \pi/2$) :

$$\boxed{\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} = 1.79 \frac{\sqrt{3} e^2 \gamma}{h R_{curv} E_\gamma} (E_\gamma / E_c)^{0.297} e^{-E_\gamma / E_c}} \quad (1.50)$$

avec

$$E_c = \frac{3}{2} \gamma^3 h \nu_{curv} \quad (1.51)$$

où

$$\nu_{curv} = \frac{c}{2\pi R_{curv}} \quad (1.52)$$

Le facteur supplémentaire γ s'explique par le fait que le rayon de giration dépendait de l'énergie de la particule dans le cadre du rayonnement synchrotron. Ce n'est plus le cas ici.

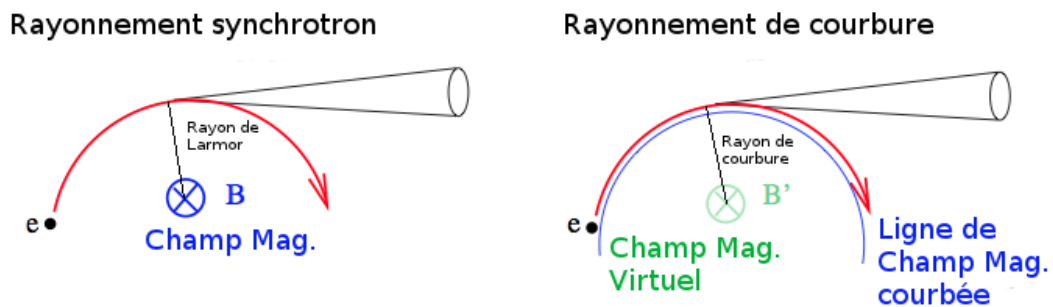


FIGURE 1.8: Comparaison entre le rayonnement synchrotron (à gauche) et le rayonnement de courbure (à droite). Les deux mécanismes produisent un rayonnement électromagnétique dû à la modification de l'accélération d'une particule à cause du champ magnétique. Pour le rayonnement synchrotron, c'est le rayon de giration qui est responsable de la variation de l'accélération et dans le cas du rayonnement de courbure, c'est la courbure des lignes de champ. On peut déduire toutes les propriétés du rayonnement de courbure par analogie avec le rayonnement synchrotron, en supposant l'existence d'un champ magnétique virtuel B' .

Pour une population de particules de spectre $N(\gamma) = N_0\gamma^{-p}$, on reprend le même raisonnement que pour le rayonnement synchrotron en posant $x = (E_\gamma/E_c)$. On a cette fois :

$$\gamma^3 = \left(\frac{2 E_\gamma}{3 h\nu_{\text{curv}}} \right) x^{-1} \quad (1.53)$$

donc

$$d\gamma = 1/3 \left(\frac{2 E_\gamma}{3 h\nu_{\text{curv}}} \right)^{1/3} x^{-4/3} dx \quad (1.54)$$

et pour des énergies $E_\gamma \ll E_c(\gamma_{\text{crit}})$

$$N_0 \gamma^{-p} = N_0 \left(\frac{2 E_\gamma}{3 h\nu_{\text{curv}}} \right)^{-p/3} x^{-p/3} \quad (1.55)$$

on obtient

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} \propto E_\gamma^{-p/3} \quad (1.56)$$

On vient donc de montrer que tant que $E_\gamma \ll E_c(\gamma_{\text{crit}})$ le spectre du rayonnement de courbure produit par une population de particules possédant une distribution d'énergie en loi de puissance d'indice $-p$ a également un comportement en loi de puissance d'indice $-p/3$.

De manière analogue aux calculs faits pour le rayonnement synchrotron, on peut chercher à évaluer le comportement asymptotique du spectre rayonné par une population de particules décrite par la distribution de la forme 1.48. On procède alors au même changement de variable : $y = \gamma/\gamma_{\text{crit}}$ et $\tilde{x} = x(\gamma_{\text{crit}}) = x.y^3$. Le spectre de rayonnement de courbure admet un point col pour la fonction $y_0 = (3\tilde{x}/n)^{\frac{1}{n+3}}$. On peut alors évaluer l'indice de la coupure exponentielle $b = \frac{n}{n+3}$. En particulier pour les valeurs $n = 1$ et $n = 2$, on a respectivement $b = 1/4$ et $b = 2/5$.

1.2.2.3 Rayonnement de synchro-courbure

Nous avons montré qu'une particule chargée, plongée dans un champ magnétique courbé est susceptible de rayonner selon les mécanismes de rayonnement synchrotron

et du rayonnement de courbure. Il est alors intéressant de connaître les conditions sous lesquelles un processus est dominant par rapport à l'autre, ainsi que d'étudier le comportement spectral du rayonnement produit dans un régime intermédiaire où la puissance rayonnée par chacun des mécanismes est du même ordre de grandeur. Le rayonnement de synchro-courbure, défini par (? , ?) et plus récemment reformulé par (? , ?), se propose de réunir les deux processus sous une seule bannière.

Il est possible de calculer le rayon de courbure effectif du mouvement de la particule R_{eff} (eq. 1.62) combinant son rayon de giration et la courbure des lignes de champ magnétique. On peut alors définir le spectre du rayonnement de synchro-courbure produit par un électron :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE_\gamma dt} = \frac{\sqrt{3}e^2 \gamma}{4\pi \hbar R_{\text{eff}} E_\gamma} [(1+z)F(x) - (1-z)xK_{2/3}(x)] \quad (1.57)$$

où F est définie par l'équation 1.27, $x = E_\gamma/E_c$ et

$$z = (Q_2 R_{\text{eff}})^{-2} \quad (1.58)$$

$$E_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \hbar c Q_2 \quad (1.59)$$

$$Q_2 = \frac{\cos^2 \alpha}{R_{\text{curv}}} \sqrt{1 + 3\xi + \xi^2 + \frac{R_L}{R_{\text{curv}}}} \quad (1.60)$$

$$\xi = \frac{R_{\text{curv}} \sin^2 \alpha}{R_L \cos^2 \alpha} \quad (1.61)$$

$$R_{\text{eff}} = \frac{R_{\text{curv}}}{\cos^2 \alpha} \left(1 + \xi + \frac{R_L}{R_{\text{curv}}} \right)^{-1} \quad (1.62)$$

On remarquera que l'efficacité du rayonnement synchrotron dépend fortement de l'angle d'inclinaison α . Pour des angles très faibles, on a $\xi \ll 1$ et l'équation 1.57 se réduit à l'équation du rayonnement de courbure. De même si $\alpha \sim \pi/2$, on a $\xi \gg 1$ et l'équation 1.57 se réduit à celle du rayonnement synchrotron.

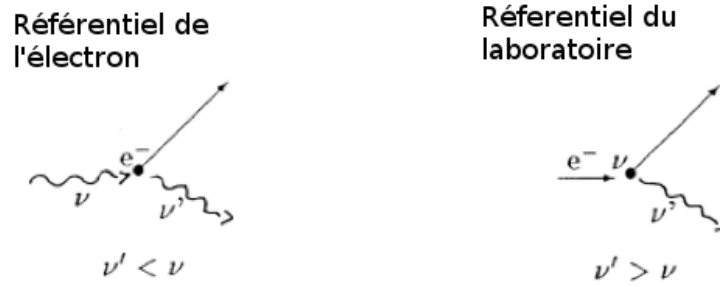


FIGURE 1.9: Schéma de l'interaction Compton inverse dans le référentiel de l'électron (à gauche) et dans celui du laboratoire (à droite). Dans le référentiel de l'électron, le photon diffuse son énergie à la particule ; en revanche, dans le référentiel du laboratoire, le photon diffusé gagne de l'énergie.

1.2.2.4 Rayonnement Compton inverse

Le processus de diffusion Compton inverse consiste en la diffusion d'un photon de basse énergie par un électron de très haute énergie. Le photon diffusé peut alors acquérir une large fraction de l'énergie de l'électron.

Dans le référentiel de l'électron (\mathcal{R}' , marqué par les quantités primées) on parle de diffusion Compton. L'énergie du photon après la diffusion $E'_{\gamma 1}$ est donnée par (? , ?) :

$$E'_{\gamma 1} = \frac{E'_{\gamma 0}}{1 + \frac{E'_{\gamma 0}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta')} \quad (1.63)$$

où $E'_{\gamma 0}$ est l'énergie du photon avant la diffusion et θ' l'angle de diffusion. Cette relation montre que quelque soit l'angle de diffusion, le photon émis aura bien une énergie plus faible que celle du photon incident. Dans le référentiel de l'électron (\mathcal{R}'), le photon diffuse son énergie à la particule, en revanche, dans le référentiel du laboratoire (\mathcal{R}), le photon diffusé gagne de l'énergie (voir fig. 1.9).

La section efficace de cette interaction fut d'abord dérivée de manière expérimentale par Joseph John Thomson pour des électrons de faible énergie, puis Klein et Nishina calculèrent l'expression théorique dans le cas général :

$$\sigma_{\text{K-N}} = 2\pi r_e^2 \left[\frac{1 + \delta}{\delta^2} \left(\frac{2(1 + \delta)}{1 + 2\delta} - \frac{\ln(1 + 2\delta)}{\delta} \right) + \frac{\ln(1 + 2\delta)}{2\delta} - \frac{1 + 3\delta}{(1 + 2\delta)^2} \right] \quad (1.64)$$

où $\delta = \hbar\omega/m_e c^2$.

On distingue deux régimes différents pour ce processus dépendant de l'énergie du photon. Le régime de Thomson si $\delta \ll 1$ et le régime Klein-Nishina si $\delta \gg 1$.

Le régime de Thomson

Ce régime concerne les photons d'énergie $E'_{\gamma 0} \ll m_e c^2$ dans le référentiel de l'électron. La surface efficace d'interaction ne dépend pas de l'énergie des particules mises en jeu, elle a pour valeur la section efficace de Thomson :

$$\sigma_{\text{TH}} = \frac{8\pi r_e^2}{3} \quad (1.65)$$

Dans le référentiel de l'électron, l'énergie du photon reste constante et sa direction change. Il s'agit d'une diffusion élastique.

Le régime de Klein-Nishina

Dans ce régime, la surface efficace de l'interaction dépend de l'énergie des particules, on a :

$$\sigma_{\text{K-N}} \sim \pi r_e^2 \frac{1}{\delta} \left(\ln 2\delta + \frac{1}{2} \right) \quad (1.66)$$

On remarque que la surface efficace d'interaction chute avec l'augmentation de l'énergie du photon incident ou de l'électron. Dans ce régime, et dans le référentiel de l'électron, le photon diffusé a une énergie bien plus faible que le photon incident.

Amplification relativiste

Le mécanisme de diffusion Compton inverse considère cette diffusion en prenant en compte le déplacement de l'électron avec des vitesses relativistes. Dans ce cas, les effets d'aberrations relativistes ont un impact fondamental. En utilisant la transformation de Lorentz pour le quadrivecteur énergie-impulsion du photon incident, on trouve que la relation de passage du référentiel \mathcal{R}' au référentiel \mathcal{R} est :

$$E' = \gamma E (1 - \beta \cos \alpha) \quad (1.67)$$

où α est l'angle entre les vitesses du photon incident et de l'électron dans le référentiel \mathcal{R} . On remarque que l'amplification maximale se fait pour un angle $\alpha = \pi$, la collision est alors frontale et on a une amplification $E' = \gamma E (1 + \beta)$

Dans le régime de Thomson, le rapport entre l'énergie du photon avant et après diffusion dans le référentiel d'un observateur au repos est donné par :

$$\frac{E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 0}} = \frac{(1 - \beta \cos \alpha)(1 + \beta \cos \theta')}{1 + \delta(1 - \cos \theta')} \quad (1.68)$$

En particulier, pour $\alpha = \pi$, le gain d'énergie est maximal : $E_{\gamma 1} = 4\gamma^2 E_{\gamma 0}$.

Pour un champ de photon isotrope, la valeur moyenne du rapport $\frac{E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 0}}$ se calcule en intégrant les angles solides $\vec{\Omega}(\alpha)$ (angle d'incidence dans \mathcal{R}) et $\vec{\Omega}'(\theta')$ (angle de diffusion dans \mathcal{R}'). On a alors :

$$\left\langle \frac{E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 0}} \right\rangle = \gamma^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{3}\right) \quad (1.69)$$

En l'absence de mouvement relativiste de l'électron, le gain en énergie moyen sera égal à l'unité, alors que pour un électron ultrarelativiste, le gain sera très important car de l'ordre de $4/3\gamma^2$. On peut déduire de cette expression la puissance diffusée par ce mécanisme :

$$P_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{K-N}} c U_{\text{rad}} \beta^2 \gamma^2 \quad (1.70)$$

où U_{rad} est la densité volumique d'énergie du champ de photon incident et $\sigma_{\text{K-N}} c$ représente le volume balayé par l'électron par seconde.

On peut remarquer la similitude entre cette expression et celle dérivée pour le rayonnement synchrotron (eq. 1.25). Il est alors possible d'utiliser cette similitude pour estimer le comportement du spectre émis par une population d'électrons de la même façon que pour le rayonnement synchrotron. Ainsi, le spectre produit par une population de la forme $N(\gamma) \propto \gamma^{-p}$ sera proportionnel à $E^{-(p+1)/2}$ dans le régime de Thomson. Dans le régime Klein-Nishina, le spectre, proportionnel à $E^{-(p+1)}$, devient plus mou.

De plus, dans le régime de Thomson, on a la relation :

$$\frac{P_{\text{sync}}}{P_{\text{IC}}} = \frac{U_B}{U_{\text{rad}}} \quad (1.71)$$

qui montre que le rapport des puissances émises par les processus synchrotron et inverse Compton, est égal au rapport des densités d'énergie du champ magnétique et du champ de photons.

1.2.2.5 Création de paires

L'interaction de deux photons peut créer une paire électron/positron $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$. La création de la paire électron-positron, faisant intervenir des particules de

masses non-nulles, ne peut se faire que si les photons mis en jeu possèdent une énergie supérieure à l'énergie de masse des particules créées :

$$E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} \geq \frac{2m_e^2 c^4}{1 - \cos \theta} \quad (1.72)$$

où θ est l'angle entre les vitesses des deux photons. Cette énergie de seuil est importante car elle est la raison de l'opacité de l'Univers pour les rayons γ de très hautes énergies.

Notons également que cette interaction peut avoir lieu entre un photon de haute énergie et un photon du champ magnétique si le champ magnétique est suffisamment intense.

1.3 Modèles de magnétosphères et processus d'accélération et d'émission γ associés

La modélisation réaliste de la magnétosphère d'un pulsar est un problème épineux et un défi pour les théoriciens qui dépasserait amplement le cadre de ce manuscrit. Cependant, c'est aussi un problème incontournable de la physique des pulsars et sans doute la clé pour décrire l'émission pulsée multi-longueur d'onde de ces objets. Bien que le sujet connaisse des avancées certaines, en partie grâce aux simulations numériques, il n'est toujours pas résolu et de nombreuses questions restent en suspens. Nous décrirons dans cette partie différentes hypothèses sur la structure de cette magnétosphère et les lieux d'accélération et de rayonnement dans celle-ci.

Le premier modèle de magnétosphère d'un dipôle en rotation a été calculé par (? , ?). Il s'agit d'une magnétosphère vide, ou ayant une densité de particules suffisamment faible pour qu'elle n'ait pas d'impact sur la structure de la magnétosphère. Or, nous avons vu que (? , ?) ont montré (pour un dipôle aligné) qu'une telle magnétosphère génère un champ électrique parallèle au champ magnétique dans la magnétosphère :

$$\vec{E} \cdot \vec{B} = \left(\frac{\Omega R_*}{c} \right) \left(\frac{R_*}{r} \right)^7 B_0^2 \cos^3 \theta \neq 0 \quad (1.73)$$

où R_* est le rayon de l'étoile et B_0 l'intensité du champ magnétique aux pôles. Pour un champ magnétique à la surface de 10^{12} G et une période de rotation de 1s, on a un champ électrique parallèle au champ magnétique $E_{//} \sim 10^8$ V.cm⁻³. Au niveau des calottes polaires le champ $E_{//} = \left(\frac{\Omega R_*}{c} \right) B_0$ produit des forces bien supérieures à la force de gravité à la surface de l'étoile, qui en arrache les particules chargées. Une magnétosphère vide ou faiblement peuplée ne peut en conséquence exister.

Une approche inverse consiste donc à considérer une magnétosphère chargée à l'équilibre électromagnétique où aucune force ne s'applique sur les particules chargées :

$$\vec{E} + \frac{\vec{\Omega} \times \vec{r}}{c} \times \vec{B} = 0 \quad (1.74)$$

Il vient immédiatement que $\vec{B} \cdot \vec{E} = 0$, il n'y a aucune accélération le long des lignes de champ.

En appliquant la loi de Poisson, (1.74) montrent que la densité de charge correspondante est donnée par :

$$\rho_{\text{GJ}} = \frac{\nabla \cdot \vec{E}}{4\pi} = -\frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c} \frac{1}{1 - (\Omega r/c)^2} \quad (1.75)$$

On appelle cette densité, *densité de Goldreich-Julian*. Nous verrons plus loin les limites de ce modèle.

L'équation devant être satisfaite par le champ magnétique est donnée, pour un rotateur aligné, par (1.74), (1.75) :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - \frac{R_{LC}^2 + r^2}{r(R_{LC}^2 - r^2)} \frac{\partial f}{\partial r} = -\frac{A(f)A'(f)}{R_{LC}^2 - r^2} \quad (1.76)$$

où la relation entre f et \vec{B} est exprimée par

$$\vec{B} = \frac{1}{r} \vec{\nabla} f \wedge \vec{e}_\theta \quad (1.77)$$

où $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$ représentent une base de coordonnées cylindriques et $A = \frac{\mu_0}{2\pi} I$. On peut voir que cette équation possède une singularité en $r = R_{LC}$. Le comportement des solutions au voisinage du cylindre de lumière est défini par la fonction A , a priori arbitraire. Notons que (1.76) ont pu lever numériquement cette singularité.

En résolvant cette équation en l'absence de courant ($A = 0$) à l'intérieur du cylindre de lumière, (1.76) calcula une solution exacte de la structure d'une magnétosphère de pulsar dans l'approximation sans force pour un rotateur aligné. On pourra également noter l'existence d'une solution exacte pour un rotateur perpendiculaire (1.76).

Par définition, le champ électrique, donné par la relation

$$\vec{E} = \frac{r\Omega}{c} \vec{B} \wedge \vec{e}_\theta \quad (1.78)$$

est perpendiculaire au champ magnétique. Dans la mesure où le système est à l'équilibre, il n'y a pas d'accélération.

Les différentes solutions analytiques abordées ici représentent des modèles de magnétosphères limites, la première sans particules, les autres à l'équilibre électrostatique, c'est-à-dire sans forces. En conséquence, aucune de ces solutions, n'est susceptible de faire rayonner des particules à haute énergie.

Une approche pour pouvoir accélérer des particules susceptibles de rayonner à haute énergie dans la magnétosphère est de considérer l'existence de cavités vides de charges, dans lesquelles le champ électrique n'est plus écranté et possède une composante $E_{//}$ alignée au champ magnétique \vec{B} . L'existence de telles cavités fut proposée dès 1973 (? , ?) pour résoudre certaines contradictions soulignées dans le modèle de Goldreich et Julian. Cette même idée fut ensuite développée par (? , ?). En effet, la répartition des charges positives et négatives dans la magnétosphère se fait selon le signe de $\vec{\Omega} \cdot \vec{B}$ et n'est pas isotrope. Les vides créés entre les régions chargées positivement et négativement sont stables car le champ électrique $E_{//}$ non nul dans ces régions accélèrera toutes charges dans ces cavités vers les régions de charge du même signe.

Une seconde approche plus quantitative consiste à utiliser un modèle de MHD résistive, plus réaliste que les modèles décrits précédemment. Les conditions de la MHD idéale ne sont plus satisfaites et une composante $E_{//}$ peut exister. De tels modèles ne sont en revanche pas solvables analytiquement et nécessitent l'utilisation de simulations numériques.

Enfin un autre problème de taille subsiste dans la majorité des modèles de magnétosphères de pulsars, celui de la fermeture du courant. En effet, une exigence fondamentale dans la description d'un système électrodynamique est d'avoir un courant total nul. Il s'avère pourtant difficile de satisfaire cette exigence. Si le courant électrique formé au niveau des calottes polaire permet d'arracher les particules chargées d'un même signe de la surface d'étoile, et de les faire s'échapper du cylindre de lumière le long des lignes de champ ouvertes, les particules de charge opposée sont en revanche injectées à la surface de l'étoile et le long des lignes de champ fermées ; elles sont ainsi piégées à l'intérieur du cylindre de lumière. Dans ces conditions, le système ne peut pas être à l'équilibre électrostatique, il se chargerait avec le temps. Si $E > cB$, les particules ne seraient plus piégées sur les lignes de champ et le champ électrique dû à la charge de l'étoile et de sa magnétosphère ne permettrait plus aux particules de s'échapper. Les observations semblent invalider ce scénario, pourtant il n'existe pas à ce jour d'explication solide à ce problème.

1.3.1 Les calottes polaires

On appelle calottes polaires (PC¹⁵) les régions proches de la surface de l'étoile et des pôles magnétiques où se trouvent les lignes de champ magnétique ouvertes. Ces régions sont propices à l'existence d'un champ électrique ne satisfaisant pas l'équilibre *force free*, du fait d'une densité de charge insuffisante pour écranter le champ électrique (voir eq. 1.73). On peut les classer en deux catégories selon les directions relatives du moment magnétique et du moment cinétique (voir fig 1.10) :

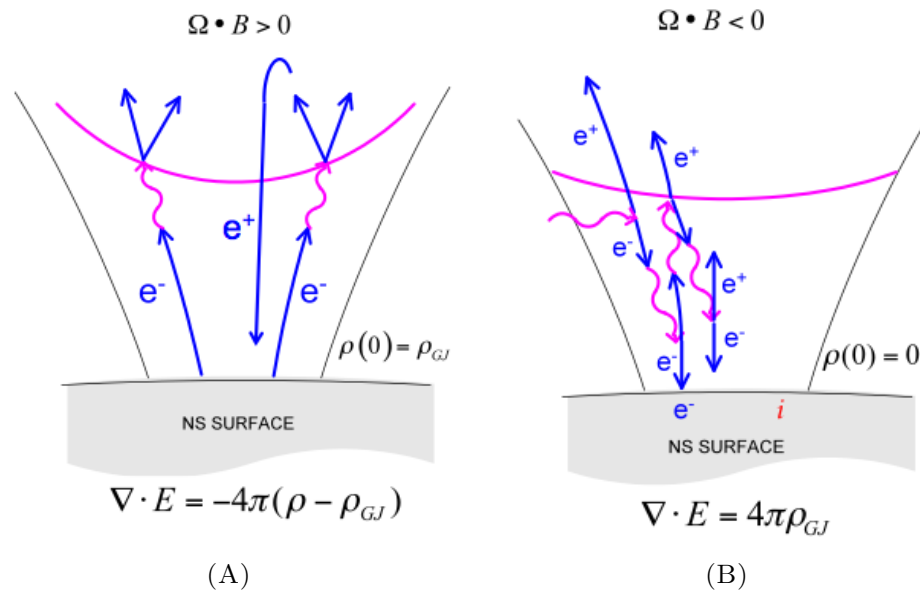


FIGURE 1.10: Illustrations des mécanismes de création de paires au niveau des calottes polaires selon la direction relative du moment cinétique de rotation et du champ magnétique. Dans la figure de gauche ($\vec{\Omega} \cdot \vec{B} > 0$) les électrons sont arrachés de la surface de l'étoile par le champ électrique. Dans la figure de droite ($\vec{\Omega} \cdot \vec{B} < 0$), des paires e^+/e^- sont créées par interaction $\gamma\gamma_B$. Ces schémas peuvent varier selon la densité et la surface de l'étoile.[Crédit : (? , ?)]

Si $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} > 0$ (fig. 1.17A), le champ électrique est dirigé vers l'extérieur de l'étoile et arrache les électrons de la surface de l'étoile.

Si $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} < 0$ (fig. 1.17B), si la température est inférieure à 10^5 K, les ions sont piégés dans la croûte et des cavités vides se développent au-dessus des calottes. Des paires e^+/e^- sont créées par interaction $\gamma\gamma_B$ ¹⁶ à une certaine altitude au-dessus de la calotte polaire. Si la température est supérieure à 10^5 K, les ions positifs sont arrachés de la surface de l'étoile et sont susceptibles de rayonner.

15. *Polar Cap* en anglais.

16. γ_B : photons virtuels du champ magnétique.

Si diverses variantes existent dans la littérature, le schéma général reste le même. Il existe au-dessus des calottes polaires une région déplétée en charge induisant l'existence d'un champ électrique ($\vec{E}_{//}$) parallèle aux lignes de champ magnétique permettant d'accélérer les particules. Les particules accélérées émettent des photons de haute énergie par rayonnement de courbure. À proximité de la surface de l'étoile, le champ magnétique est intense et les photons créent des paires électron/positron par interaction avec le champ magnétique ($\gamma + \gamma_B \rightarrow e^+ + e^-$), dans une zone appelée "front de formation de paires" (PFF¹⁷). Les particules écrantent le champ électrique $E_{//}$, il n'y a plus d'accélération.

La plupart des modèles d'émission radio considère que le rayonnement dans ces longueurs d'onde provient des calottes polaires. Cette région fut également envisagée comme étant un lieu possible d'émission des rayons gamma par rayonnement de courbure des électrons au-delà du PFF mais fut abandonnée à la suite des observations du satellite Fermi. En effet, le fort champ magnétique présent dans ces régions conduit à une forte opacité optique (due à l'interaction des photons γ avec le champ magnétique) qui produirait une coupure super-exponentielle (c'est-à-dire en $e^{(E/E_c)^b}$ où E_c est l'énergie de coupure et $b > 1$) dans le spectre des photons. Les observations ont permis d'exclure cette hypothèse.

1.3.2 Cavités à fentes

Un prolongement du modèle PC a conduit à l'élaboration du modèle "à fentes" (SG¹⁸). Nous avons vu qu'au-dessus des calottes polaires un champ électrique accélérerait les particules jusqu'à son écrantage par les charges créées dans le front de formation de paires. La création de paires électron/positron nécessite des photons énergétiques de plus de 100 MeV et donc des facteurs de Lorentz très importants pour les électrons responsables de ces émissions. Sur la frontière des calottes polaires, le champ électrique est moins intense qu'au-dessus du pôle, les particules chargées ont donc besoin d'une plus grande distance d'accélération pour émettre des photons γ . Il existerait donc une fente entre le PFF et les premières lignes de champ fermées (voir fig. 1.11) où le champ électrique n'est pas écranté et peut accélérer les particules chargées jusqu'à plus haute altitude, ces dernières pouvant alors émettre des photons γ par rayonnement de courbure ou synchrotron.

17. *Pair Formation Front* en anglais.

18. *Slot Gap* en Anglais.

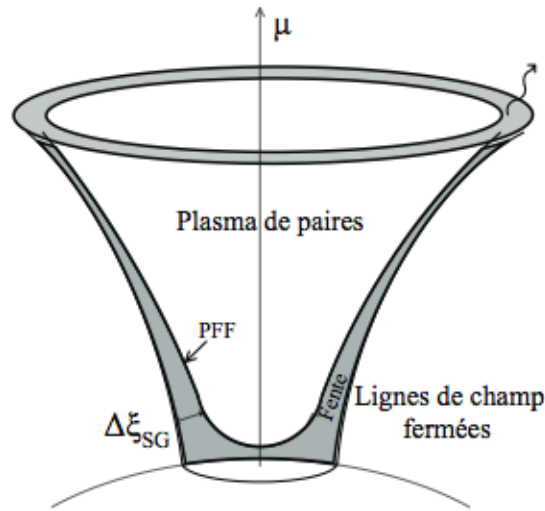


FIGURE 1.11: Géométrie des cavités à fentes. À la frontière des calottes polaires le champ électrique parallèle aux lignes de champ est trop faible pour accélérer les particules à des énergies susceptibles de produire des γ suffisamment énergétiques pour créer des paires $e^{+/-}$ par interaction avec le champ magnétique. En conséquence il existe une région située entre les premières lignes de champ fermées et le front de formation de paires où le champ électrique $E_{//}$ n'est pas écranté (en gris sur la figure).

1.3.3 Cavités externes

Dans le modèle des cavités externes (OG¹⁹) (? , ?), les charges présentes entre la surface de charge nulle ($\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$), les lignes de champ fermées et le cylindre de lumière sont évacuées le long des lignes de champ ouvertes dans le vent du pulsar et ne peuvent être remplacées par les particules de charge opposée en raison de l'apparition d'une composante $E_{//}$ qui agit de manière répulsive sur les particules se trouvant de l'autre côté de la surface de charge nulle. En conséquence, de grands vides se forment entre cette surface et le cylindre de lumière dans lesquels le champ électrique n'est plus écranté. La création de paires dans cette région va la peupler de particules qui pourront être accélérées par le champ électrique et émettre des photons de haute énergie par rayonnement de courbure.

Le champ magnétique dans cette région est trop faible pour provoquer la création de paires par interaction avec des photons comme dans le cas des calottes polaires. Le mécanisme invoqué pour créer des paires dans ces régions est donc l'interaction photon-photon ($\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$). On suppose que l'un des photons provient du rayonnement thermique de l'étoile (dans le domaine des X, optique ou infrarouge), ce qui implique que l'autre photon doit être un photon γ . Ce photon gamma ne peut être produit que

19. *Outer Gap* en Anlais.

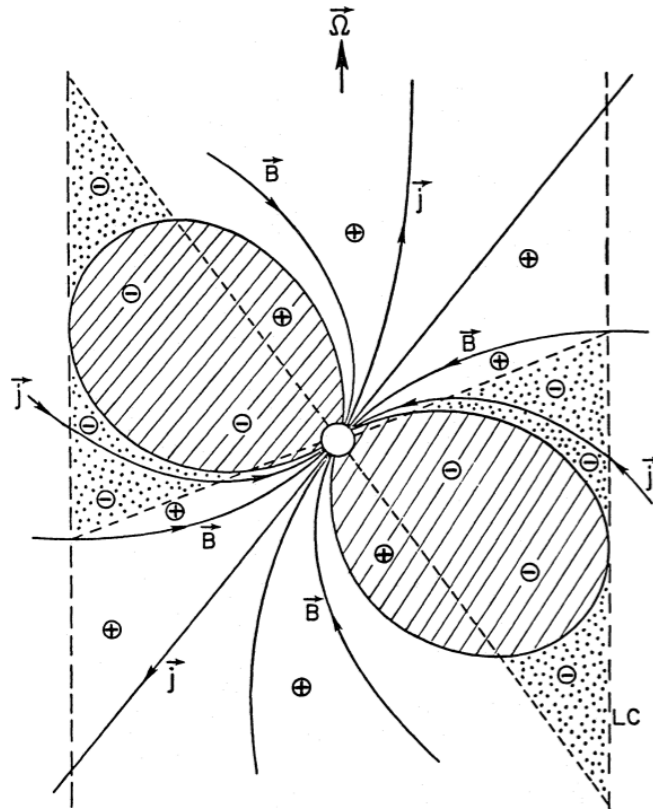


FIGURE 1.12: Répartition des charges dans la magnétosphère d'un pulsar où le moment magnétique $\vec{\mu}$ et le moment cinétique de rotation $\vec{\Omega}$ sont dirigés en sens opposé. Sur les lignes de champ fermées (celles qui ne traversent pas le cylindre de lumière, zone hachurée sur la figure), la magnétosphère est entièrement remplie par le plasma en corotation et aucun courant électrique n'y circule. Dans les régions entre la surface de charge nulle ($\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$, les tirets sur la figure) et le cylindre de lumière, les charges s'écoulent le long des lignes de champ ouvertes et forment des cavités (région marquée par des points). Cette figure est extraite de (?, ?)

par des leptons très relativistes dans la magnétosphère, par rayonnement de courbure, synchrotron ou encore par diffusion Compton inverse.

La grande majorité des modèles d'émission γ en vigueur lors de la rédaction de ce manuscrit sont des variations de ce modèle. Les discussions portent essentiellement sur la géométrie des cavités (épaisseur, altitude...) et l'intensité du champ accélérateur. Les prédictions de ces modèles sont en effet très sensibles à ces paramètres dont les valeurs ne sont pas faciles à contraindre a priori. Les courbes de lumière produites sont également largement dépendantes de la géométrie de la magnétosphère dont on a vu qu'il était difficile de donner une description réaliste.

Remarquons enfin que les électrons accélérés responsables de l'émission de photons autour du GeV sont susceptibles de diffuser leur énergie sur un champ de photons mou par processus Compton inverse. Ce processus produirait des photons de très

haute énergie, autour du TeV. Une campagne d’observation fut menée dans le cadre de l’expérience H.E.S.S. (? , ?) pour détecter une telle émission, cette campagne n’a détecté aucune pulsation à très haute énergie. Les estimations du flux de rayons γ produit par les processus de rayonnement de courbure et Compton inverse (? , ?), (? , ?) ainsi que les limites supérieures calculés avec H.E.S.S I sont montrés dans la figure 1.13.

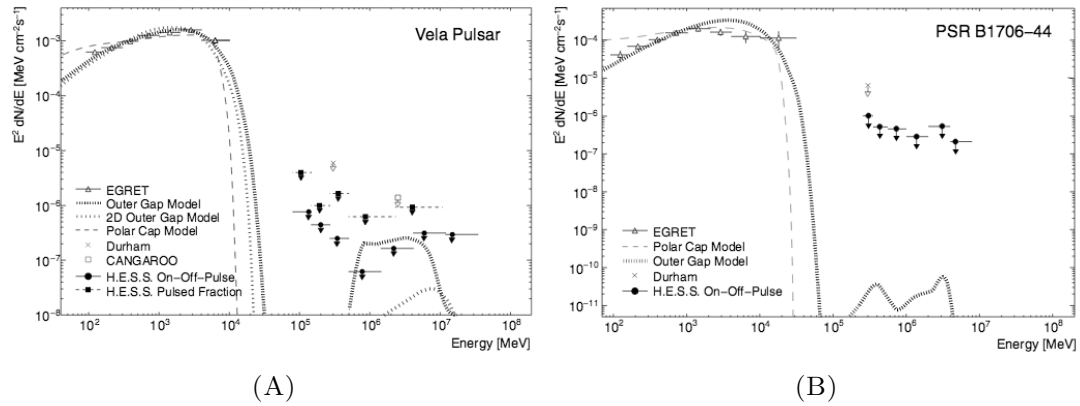


FIGURE 1.13: Limites supérieures (3σ) sur l’émission pulsée du pulsar de Vela (à gauche) et du pulsar B1706-44 (à droite). Les cercles et carrés pleins correspondent à ces limites dérivées par deux méthodes différentes. Les croix et carrés creux correspondent respectivement aux limites supérieures dérivée par les expériences Durham Mark 6 et CANGAROO. Les triangles creux représentent le spectre moyenné en phase vu par EGRET. Ces figures sont tirées de (? , ?).

1.3.4 Simulations numériques

L’ère du numérique a radicalement transformé l’approche de la modélisation des magnétosphères de pulsars, permettant notamment le calcul de la géométrie du champ magnétique pour des rotateurs obliques, c’est-à-dire pour différentes inclinaisons α de l’axe du champ magnétique par rapport à l’axe de rotation du pulsar.

À l’instar des premières solutions analytiques, la première approche fut de considérer une magnétosphère à l’équilibre électrostatique “sans forces”, c’est à dire en MHD idéale où la conductivité du milieu devient infinie. Dans ces conditions, le champ électrique parallèle aux lignes de champ magnétique est écranté et $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$ (modèle FFE²⁰, (? , ?)).

Nous avons vu que de telles magnétosphères n’étaient pas en mesure d’accélérer et de faire rayonner des particules à haute énergie. Néanmoins, ces simulations permettent de calculer la structure tridimensionnelle de la magnétosphère d’un rotateur oblique. Les magnétosphères obtenues pouvant ensuite servir de base pour calculer l’émission γ

20. *Force Free Electrostatics.*

du pulsar pour les différents modèles d'émission (SG, OG...) et les courbes de lumière prédites par ces modèles en fonction de l'angle d'inclinaison α pour un observateur avec un certain angle de visée ζ . L'ensemble des courbes de lumière obtenues pour chaque modèle pouvant être comparé, soit de manière statistique (distribution de l'écartement entre les pics, de la latence entre le pic radio et γ ...), soit de manière individuelle, à celles observées.

Un autre problème subsiste dans cette approche en MHD idéale (déjà soulevé par (?, ?) ou (?, ?) concernant les solutions analytiques pour des rotateurs alignés sous l'hypothèse FFE). Tout comme une magnétosphère vide, une magnétosphère entièrement pleine constituée d'un plasma neutre n'est pas stable. De plus, dans ces modèles, un courant émane des calottes polaires mais le courant électrique total ne s'annule pas nécessairement et en conséquence, la charge totale du système n'est pas conservée.

Une approche plus réaliste consiste à faire l'hypothèse d'une magnétosphère résistive, c'est-à-dire une situation où la conductivité n'est plus infinie et l'approximation "sans forces" de la MHD idéale n'est plus vérifiée. On pourra se référer aux travaux de (?, ?) et (?, ?) pour plus de détails sur ces simulations.

1.3.5 Courbes de lumière comme caustiques

Quel que soit le modèle de la magnétosphère et les zones d'accélération et de rayonnement des charges, la construction des courbes de lumière se fait en considérant que les particules émettent les photons selon la tangente de leur mouvement (si dans la plupart des modèles considérés dans cette partie, le mécanisme d'émission privilégié est le rayonnement de courbure, cette assertion reste vraie quel que soit le processus envisagé). Dans un champ magnétique fort, les particules se déplacent le long des lignes de champ, c'est donc la topologie de la magnétosphère qui détermine la morphologie des courbes de lumière.

Dans la pratique, on construit le fibré tangent des lignes de champ (ou d'une portion de celles-ci) sur lesquelles se trouvent les particules accélérées et on trace leur intersection avec la sphère céleste de l'étoile. Il faut ensuite corriger la figure obtenue des effets dus à la relativité restreinte (voir fig. 1.14), comme l'aberration angulaire $\Delta\Phi_{ab}$ et le temps de trajet du photon $\Delta\Phi_{ret}$, qui peuvent être définis en première approximation par :

$$\Delta\Phi_{ret} \sim \Delta\Phi_{ab} \sim -\frac{r_{em}}{R_{LC}} \quad (1.79)$$

où r_{em} est le rayon d'émission.

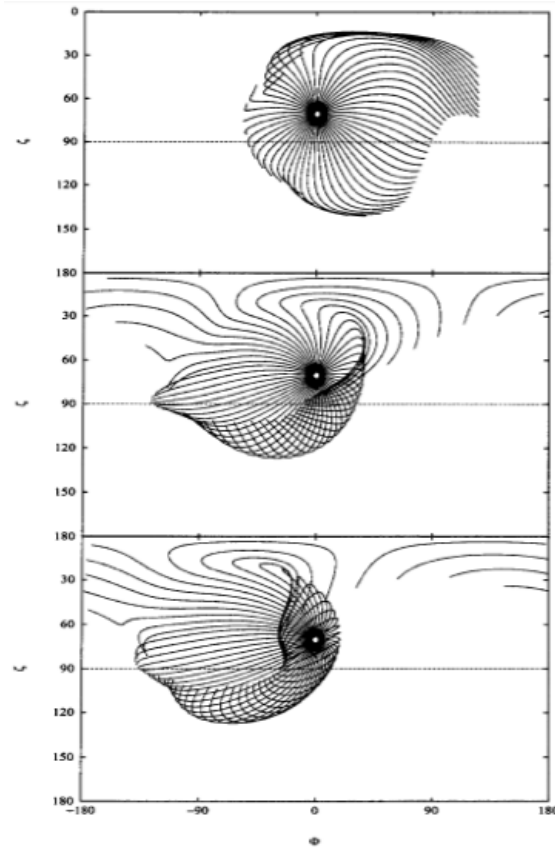


FIGURE 1.14: Caustiques créées par la dernière ligne de champ fermée pour un pôle magnétique (modèle de cavités à fentes) sans les corrections relativistes (en haut), avec la correction d'aberration angulaire (au milieu) et avec les corrections d'aberration et de temps de trajet des photons (en bas). Cette figure est tirée de (? , ?).

Les figures obtenues pour différentes configurations géométriques de la magnétosphère, définies par l'angle α entre l'axe magnétique et l'axe de rotation, forment des caustiques et l'accumulation de rayons lumineux en certaines régions est responsable des pics observés dans la courbe de lumière. Celle-ci est obtenue, pour un angle ζ entre la ligne de visée et l'axe de rotation, en prenant la coupe de cette figure correspondant à l'angle d'observation.

Le rayonnement γ d'un pulsar n'est pas isotrope sur son ciel, deux observateurs ayant des lignes de visées distinctes par rapport à l'axe de rotation peuvent observer des profils et des intensités lumineuses très différentes, voire ne pas observer le pulsar pour certains angles ζ . En conséquence, la luminosité γ d'un pulsar ne peut se déduire du flux observé F_{obs} par un télescope qu'en prenant en compte un facteur f_{Ω} fonction de la forme du faisceau émettant :

$$L_{\gamma} = 4\pi f_{\Omega} F_{obs} D^2 \quad (1.80)$$

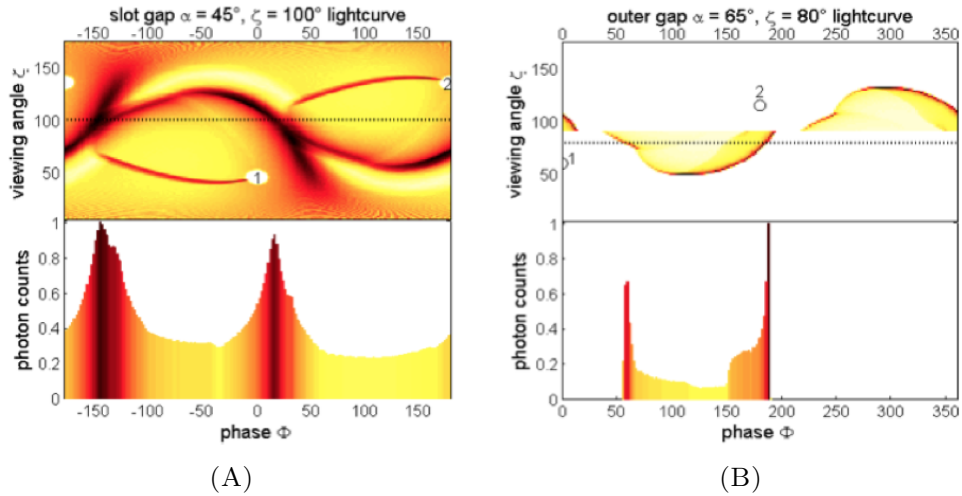


FIGURE 1.15: Exemples de caustiques et courbes de lumière pour les modèles SG ($\alpha = 45^\circ, \zeta = 100^\circ$, à gauche) et OG ($\alpha = 65^\circ, \zeta = 80^\circ$, à droite). Chacun des cadrans est séparé en deux parties. Celle du haut représente l'émission γ produite pour les différentes valeurs de phase Φ et d'angle de visée ζ . Pour un observateur à un angle ζ , on fait une coupe dans ce plan (lignes pointillées). La partie inférieure montre la courbe de lumière prédite pour cet observateur. Cette figure est tirée de (?, ?).

L'émission ne se fait pas sur toute la sphère, en conséquence $f_\Omega < 1$. Pour les modèles de type SG ou OG, on considère cependant que ce facteur est proche de 1 en première approximation.

1.4 Modèle du vent du pulsar et processus d'accélération et d'émission γ associés

Nous avons vu que le rayonnement électromagnétique des pulsars ne représente qu'une modeste fraction de l'énergie cinétique dissipée. Il est couramment admis que la majeure fraction de cette énergie est dissipée sous la forme d'un vent ultra-relativiste de particules chargées. Cette idée est confirmée par les observations des nébuleuses de vent de pulsar que l'on explique par le rayonnement synchrotron des leptons très énergétiques provenant du pulsar. Ce vent s'étend donc du voisinage du cylindre de lumière jusqu'à la nébuleuse qu'il nourrit en particules ultra-relativistes.

Ce schéma pose pourtant un problème énigmatique. Proche du cylindre de lumière, l'énergie est transportée sous la forme d'un flux de Poynting. Le vent est fortement magnétisé et possède un facteur de Lorentz relativement faible (de l'ordre de 10-100). Si l'on se place maintenant à proximité de son choc avec la nébuleuse, l'énergie est essentiellement cinétique. Le vent peut alors atteindre des facteurs de Lorentz très élevés

(de l'ordre de $10^5 - 10^6$) et est faiblement magnétisé. Les processus responsables de cette transformation sont encore débattus aujourd'hui. Ce phénomène est généralement quantifié par le facteur de magnétisation, noté σ , qui représente le rapport entre le flux d'énergie électromagnétique (flux de Poynting) et le flux d'enthalpie des particules.

$$\sigma = \frac{B^2}{4\pi \Gamma n m_e c} \quad (1.81)$$

où Γ est le facteur de Lorentz du vent. Proche du cylindre de lumière $\sigma \sim 1$ alors que proche du choc terminal $\sigma \ll 1$.

Une hypothèse souvent invoquée, notamment par (?), est la reconnexion des lignes de champ magnétique dans le vent. Ces reconnexions permettraient de dissiper l'énergie électromagnétique vers l'énergie cinétique des particules du vent.

Assez tôt dans le développement de la théorie des pulsars, (?), a suggéré que ce vent puisse être à l'origine d'une émission pulsée. Cette idée a été reprise plus récemment par (?), (?).

1.4.1 Modèle du double demi-monopôle

La première approche pour calculer de façon analytique la structure du vent de pulsar est de considérer le champ magnétique de l'étoile à neutrons comme un monopôle. Si cette hypothèse, introduite par (?), n'a évidemment aucune justification physique, elle présente néanmoins l'avantage de donner des solutions analytiques exactes à l'équation 1.76 pour $r > R_{LC}$, proposant ainsi une structure du champ électromagnétique à l'extérieur du cylindre de lumière.

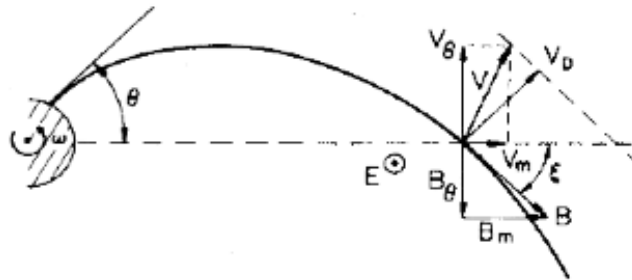


FIGURE 1.16: Projection équatoriale d'une ligne de champ magnétique.

A l'extérieur du cylindre de lumière la magnétosphère n'est plus en corotation. Il se forme en conséquence une vitesse de dérive des lignes de champ \vec{V}_D perpendiculaire

à cette ligne définie par :

$$V_D = \Omega r \cos(\xi) \quad (1.82)$$

où ξ est l'angle entre les vecteurs \vec{B} et \vec{e}_r dans les coordonnées cylindrique (e_r, e_θ, e_z) .

La vitesse des particules est donc définie par cette vitesse \vec{V}_D à laquelle s'ajoute le mouvement propre de ces particules le long de la ligne de champ. La vitesse totale V des particules doit conserver le courant $I = qV$.

En considérant que les lignes de champ magnétique à la surface de l'étoile sont radiales :

$$\vec{B} = \frac{f_0}{r^2}(\vec{e}_r + \vec{e}_z) \quad (1.83)$$

on peut montrer que $f = f_0 z/R$ (où $R^2 = r^2 + z^2$) est une solution à l'équation 1.76 pour $r \gg R_{LC}$ avec $A(f) = \frac{f_0^2 - f^2}{f_0}$. On a alors un écoulement ultrarelativiste purement radial :

$$V_m = c \quad (1.84)$$

$$V_\theta = 0 \quad (1.85)$$

$$\tan(\xi) = \frac{\Omega r}{c} \quad (1.86)$$

où V_m représente la vitesse des particules dans le plan méridien (\vec{e}_r, \vec{e}_z) .

Pour un monopôle, le flux magnétique total traversant une sphère centrée sur le pulsar n'est pas nul. L'idée est donc d'inverser la polarité de la moitié des lignes de champ en créant artificiellement un équateur magnétique. On obtient alors un double demi-monopôle. La topologie décrite par cette solution n'est bien sûr ni justifiée ni vraisemblable au voisinage de la surface de l'étoile. En revanche elle constitue une bonne approximation à l'extérieur du cylindre de lumière pour décrire les structures à grande échelle du vent.

À la jonction entre les deux hémisphères de polarités opposées, il se forme une discontinuité du champ magnétique où sa polarité change de signe. Cette discontinuité forme une feuille de courant contenant une forte densité de charges dans laquelle le champ magnétique est nul. Le vent du pulsar est donc constitué de deux populations de particules distinctes, une population froide de particules fortement magnétisées et une population chaude de particules faiblement magnétisées dans la feuille de courant. Ceci pouvant se traduire en considérant la pression totale, $P_{tot} = P_{Th} + P_B$, constante dans le vent. Cette pression est dominée par le terme thermique $P_{Th} = \rho k_b T$ dans la couche de courant et par le terme magnétique $P_B = \frac{B}{2\mu_0}$ dans le reste du vent.

Dans le cas d'un rotateur aligné, cette feuille de courant se confond avec le plan équatorial. En revanche dans le cas d'un rotateur oblique, la polarité des lignes de champ s'alterne sur le plan équatorial. Les solutions données par (? , ?) montrent que la feuille de courant prend la forme d'une spirale de Parker (voir fig. 1.17). On peut donc décrire la structure de la feuille de courant comme une spirale tournant à la vitesse de rotation du pulsar, se déplaçant radialement à une vitesse ultra relativiste ($V \sim c$) formant une onde électromagnétique dont l'amplitude croît linéairement avec le rayon. On peut montrer que la longueur d'onde radiale du vent est donnée par :

$$\Lambda_{vent} = 2\pi R_{LC} \quad (1.87)$$

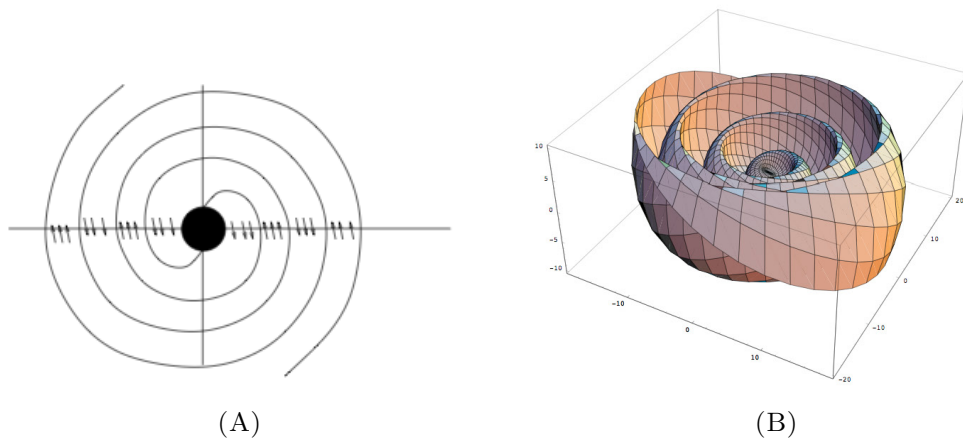


FIGURE 1.17: Structure de la feuille de courant produite par un double demi-monopôle en rotation oblique. La figure de gauche, extraite de (? , ?), montre la structure de la feuille de courant dans le plan équatorial, les flèches montrent la direction du champ magnétique. La figure de droite est une représentation en trois dimensions de la feuille de courant.

1.4.2 Observabilité du vent

Les stries chaudes de la feuille de courant sont susceptibles de rayonner par rayonnement synchrotron ou Compton inverse. Les photons cibles du rayonnement Compton inverse peuvent être :

- des photons X thermiques provenant de la surface de l'étoile,
- les pulsations radio du pulsar,
- des photons radio du CMB,
- des photons produits par le rayonnement synchrotron (SSC²¹),

21. Synchrotron Self Compton.

- des photons IR provenant du champ de rayonnement extragalactique (EBL²²),
- des photons provenant de la nébuleuse.

1.4.2.1 Origine des pulsations

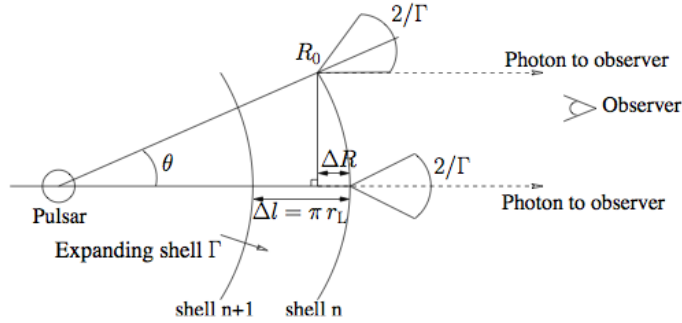


FIGURE 1.18: Schéma de l'origine des pulsations par l'émission synchrotron des particules du vent. Voir les explications dans le texte (r_L sur la figure correspond à R_{LC} dans le texte). Figure extraite de (?, ?).

L'origine des pulsations dans l'émission du vent est directement liée à la focalisation relativiste du rayonnement. Simplifions la structure du vent pour assimiler localement la feuille de courant à une succession de couches sphériques, minces et concentriques en expansion (voir fig. 1.18). Le long du plan équatorial, la séparation en deux couches successives équivaut à une demi longueur d'onde du vent ($\Delta l = \pi R_{LC}$). Supposons également que le rayonnement produit par ces couches ait lieu à un certain rayon R_0 . La focalisation relativiste implique que l'émission soit focalisée dans un cône d'angle $\theta \sim 1/\gamma$. La durée de l'émission de la couche de courant est alors directement liée à cet angle et donc au facteur de Lorentz du vent :

$$\Delta t = \frac{\Delta R}{c} = (1 - \cos \theta) \frac{R_0}{c} \quad (1.88)$$

soit, avec $\theta \sim 1/\gamma \ll 1$:

$$\Delta t \sim \frac{R_0}{2\Gamma^2 c} \quad (1.89)$$

La durée séparant deux pulsations est quant à elle donnée par

$$\Delta T = \frac{\Delta l}{c} = \frac{\pi R_{LC}}{c} \quad (1.90)$$

22. Extragalactic Background Light.

On en déduit que pour avoir une émission pulsée, on doit satisfaire $\Delta t < \Delta T$, soit

$$R_0 < 2\pi\Gamma^2 R_{LC} \quad (1.91)$$

La largeur des pulses est donc elle aussi directement liée au facteur de Lorentz du vent. Dans un phasogramme où la phase du pulsar est ramenée à une valeur entre 0 et 1, la largeur du pic vaut alors :

$$\Delta \sim \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta T} = \frac{R_0}{R_{LC}} \frac{1}{4\pi\Gamma^2} \quad (1.92)$$

Les valeurs données ici ne sont valables que pour un écoulement purement radial, en faisant l'hypothèse d'une couche émettrice d'épaisseur nulle. Si cette hypothèse était vérifiée, le champ magnétique nul dans cette couche ne lui permettrait pas de rayonner par un processus de type synchrotron. On peut penser que cette couche possède en réalité une épaisseur, et dans ce cas, il faut prendre en compte cette épaisseur pour le calcul de Δt . Pour une description plus précise des pulsations produites par ce modèle, on pourra se référer à (? , ?).

Remarquons que si ce modèle permet de reproduire certaines observations, comme par exemple la polarisation des pulsations radio dans le cas du pulsar du crabe (? , ?), il ne permet pas pour l'instant de reproduire certaines caractéristiques des courbes de lumière observées. En effet, dans ce modèle, les conditions d'émission des deux pulsations (population de particules, intensité du champ magnétique) sont similaires, et il semble difficile de reproduire les différences de morphologie ou d'évolution observées.

1.5 Notes finales

La découverte du premier pulsar fêtera bientôt ses cinquante ans. Pourtant, malgré les nombreux progrès accomplis concernant la compréhension de ces objets fascinants, tant du point de vue du théoricien que de celui de l'astronome, il subsiste de nombreuses zones d'ombre et de questions. Des problèmes fondamentaux, parfois élémentaires, comme celui de la fermeture du courant dans la magnétosphère ou la transformation du flux de Poynting en flux d'enthalpie dans le vent ne sont toujours pas résolus.

Nous avons vu dans ce chapitre différents modèles se proposant de décrire le rayonnement pulsé à haute énergie dans l'environnement des étoiles à neutrons. Ces modèles peuvent se diviser en deux catégories, les modèles magnétosphériques, où les rayons γ

sont produits dans la magnétosphère par rayonnement de courbure, et les modèles où les rayons γ sont produits dans le vent du pulsar, par rayonnement synchrotron. Les premiers s'intéressent principalement à la morphologie de la courbe de lumière, liée à celle de la magnétosphère et les seconds mettent davantage l'accent sur la population des particules et le spectre rayonné par celles-ci.

Ces deux catégories de modèles semblent s'opposer : différents lieux d'émission, différents mécanismes. On peut pourtant remarquer une tendance vers une certaine convergence entre ces deux catégories de modèles. En effet, de récents efforts pour contraindre les modèles magnétosphériques sur la base des courbes de lumière des pulsars vus par le *Fermi-LAT*, montrent que la géométrie de la magnétosphère à l'extérieur du cylindre de lumière reproduit mieux les observations (?, ?). De l'autre côté (?, ?) ou (?, ?) proposent un modèle où le lieu de la production de l'émission pulsée, dans le vent, se situe proche du cylindre de lumière. On peut également remarquer un regain d'intérêt récent pour le processus dit de synchro-courbure (?, ?) (?, ?), se proposant d'étudier de concert les mécanismes de rayonnement de courbure et de rayonnement synchrotron.

Malgré les zones d'ombre et les questions non résolues aujourd'hui, la construction d'un modèle cohérent qui permettrait d'expliquer les observations dans toutes les longueurs d'onde et les écoulements du plasma magnétisé de la surface de l'étoile à la nébuleuse avance. Les observations des pulsars aux très hautes énergies par les télescopes Čerenkov au sol ont déjà apporté et apporteront encore de nouvelles pierres à cet édifice qui repose sur de solides bases établies par les observations en radio et plus récemment en γ par le *Fermi-LAT*.

Chapitre 2

Le réseau de télescopes H.E.S.S. en mode stéréo et hybride

La technique de l'imagerie atmosphérique Čerenkov a pour but d'observer les rayons γ provenant du cosmos grâce au rayonnement Čerenkov des cascades de particules engendrées par ces photons dans l'atmosphère terrestre. Ces cascades sont produites lors de l'interaction d'un rayon γ avec le champ électromagnétique du noyau d'un atome de l'atmosphère. Une paire électron/positron de haute énergie se forme et engendre, par une réaction en chaîne, une cascade de particules dont la vitesse dépasse celle de la lumière dans l'atmosphère, lesquelles produisent de ce fait une lumière Čerenkov (ces processus sont décrits dans l'annexe [A](#)). Ainsi, les télescopes Čerenkov n'observent pas directement le ciel mais l'atmosphère, qu'ils utilisent à la fois comme trajectographe et calorimètre dans le but de reconstruire l'énergie et la direction des photons γ .

Un point clé de l'astronomie par imagerie Čerenkov consiste à utiliser différentes techniques pour distinguer les gerbes créées par des photons γ de celles créées par les particules cosmiques chargées (électrons, protons, ions) venant de l'espace, ces dernières étant bien plus nombreuses.

L'analyse dite de haut niveau consiste en l'utilisation de données réduites, c'est-à-dire des événements reconstruits, pour la construction de cartes du ciel et de spectres de puissance.

2.1 Le réseau H.E.S.S.

2.1.1 Le site

Le site de l'expérience H.E.S.S. se situe en Namibie, sur un plateau à 1800 mètres d'altitude de la région de Khomas, aux coordonnées $23^{\circ}16'18.4''\text{S}$, $16^{\circ}30'00.8''\text{E}$. Le climat désertique et la faible densité de population ($\sim 2.6 \text{ hab. km}^{-2}$) ont pour conséquences une bonne stabilité de l'atmosphère et une faible pollution lumineuse qui en font un lieu privilégié pour les observations astronomiques. Grâce à l'anomalie magnétique de l'Atlantique sud, le champ magnétique terrestre est plus faible dans cette région que la moyenne, limitant ainsi la déflexion des particules produites dans les gerbes électromagnétiques. Enfin, sa situation géographique, proche du tropique du Capricorne, permet d'observer une large portion du plan galactique (où se trouve une grande densité de sources), ainsi que le centre de notre galaxie.

Le réseau H.E.S.S. I est constitué de quatre télescopes de 12 m de diamètre (que nous appellerons CT1,2,3,4) disposés aux coins d'un carré de 120 m de côté dont les diagonales s'alignent sur les points cardinaux. Depuis son entrée dans la phase II, le réseau est pourvu d'un cinquième télescope d'un diamètre équivalent à 28 m (CT5) au centre (fig. 2.1).



FIGURE 2.1: reseau H.E.S.S. II

2.1.2 Les télescopes de la phase H.E.S.S. I

Les quatre télescopes de type H.E.S.S. I sont tous identiques, montés sur une structure de type alt-azimutale leur permettant de pointer toutes les directions du ciel. La

surface de collecte de ces télescopes est constituée d'un ensemble de 382 miroirs circulaires de 60 cm de diamètre. Les miroirs sont assemblés selon la méthode de Davies-Cotton qui permet de limiter les effets d'aberration de coma tout en assurant un faible étalement temporel de l'image de la gerbe. Chaque miroir est monté sur un support motorisé, permettant son alignement. La surface totale de collecte de 107 m^2 a la géométrie d'une section hexagonale d'une sphère d'un rayon de 15 m.

Cette distance de 15 m correspond à la distance focale¹ du télescope où est placée la caméra, maintenue par quatre bras métalliques. La caméra est constituée de 960 photomultiplicateurs (PM), regroupés en 60 tiroirs de 16 PM qui contiennent leur électronique. Chaque PM, pourvu de son guide de lumière (cône de Winston), à une ouverture angulaire de 0.16° sur le ciel. Avec son champ de vue de 5.0° et un grand nombre de pixels, la caméra permet de résoudre les détails de la gerbe et ainsi, de faire une reconstruction précise des gerbes observées. Afin de pouvoir capter le flash Čerenkov relativement bref ($\sim 5 \text{ ns}$) des gerbes électromagnétiques, les caméras sont dotées d'une électronique rapide, permettant de minimiser la contribution du bruit de fond diffus (pouvant être créé par les étoiles ou d'autres lumières diffusées sur le ciel) et de capter jusqu'à 300 images par seconde avec un temps mort acceptable. Une mise à niveau des télescopes est prévue pour améliorer nettement ce taux de déclenchement.

Le poids de chaque télescope est de 60 tonnes et la précision de pointé brute des télescopes est de $\sim 30''$. Elle est améliorée à $\sim 20''$ après corrections.

2.1.3 CT5 : Le grand télescope de la phase H.E.S.S. II

Le cinquième télescope, inauguré le 28 septembre 2012, est aujourd'hui le plus grand télescope Čerenkov jamais construit sur Terre. Il est monté sur une structure de type alt-azimutale pouvant atteindre une vitesse de rotation de $100^\circ \text{ min}^{-1}$ malgré ses 580 tonnes, cette vitesse pouvant être exploitée pour réagir promptement aux alertes multi-longueur d'onde données pour les phénomènes transitoires de type sursaut gamma. Le réflecteur du télescope est composé de 875 miroirs de forme hexagonal de 45 cm d'apothème (rayon du cercle inscrit) constituant une surface de collecte totale de 614 m^2 . Étant donné l'extension importante du télescope (diamètre équivalant à 28 m), la priorité a été donnée à la limitation de l'étalement temporel des photons et CT5 a donc une géométrie parabolique d'une distance focale de 36 m.

1. La normale de chaque miroir converge vers un point situé sur l'axe optique, mais à une distance de $2 \times F = 30 \text{ m}$. L'orientation des miroirs est définie par la tangente à une parabole de foyer F et ayant comme axe principal l'axe optique.

Placée sur le plan focal du télescope, la caméra du cinquième télescope possède 2048 PM pour un champ de vue total de 3.2° (? , ?). Chaque PM possède une ouverture de 0.07° , ce qui offre une résolution angulaire bien meilleur que celle des télescopes de la phase I.

2.1.4 Système et stratégie de déclenchement

L'enregistrement d'un évènement observé par le réseau H.E.S.S. se fait en deux étapes. La première a lieu dans chaque caméra, la seconde concerne tout le réseau et réunit les informations des cinq télescopes.

Le système de déclenchement local concerne chacune des caméras. Des seuils sont définis sur des critères de coïncidences spatiale et temporelle : lorsqu'une caméra dépasse ces seuils elle envoie un message au système de déclenchement central ; elle attend ensuite un retour d'information du système central, mais commence à lire et stocker les données. À l'exception du cinquième télescope, si les caméras ne reçoivent aucun message du système de déclenchement central pendant $5.5 \mu s$ après le déclenchement, elles jettent l'évènement.

Le système de déclenchement central reçoit les informations provenant de toutes les caméras. Il déclare une coïncidence si les fenêtres de déclenchement d'au moins deux télescopes se recouvrent sur plus de 80 ns. Le cas échéant, le système renvoie alors une information aux télescopes qui se sont déclenchés pour leur indiquer de continuer la lecture et l'enregistrement des données. Le temps mort lié à l'enregistrement des données est d'environ $446 \mu s$.

Le système de déclenchement de la caméra du cinquième télescope communique avec le système de déclenchement central de manière identique aux autres caméras, mais elle enregistre également les données des évènements qu'elle a été la seule à observer ; soit en raison de son seuil plus faible, soit parce que les autres télescopes étaient occupés. En effet, cette caméra bénéficie d'une électronique bien plus rapide et donc d'un temps mort plus petit que le reste du réseau. Le taux de déclenchement du réseau est d'environ 300 Hz, celui de CT5 en mode mono d'environ 1,2 kHz.

2.2 Réduction des données et méthode d'analyse

La réduction des données consiste en la transformation des images brutes produites par les caméras en un ensemble de caractéristiques physiques du photon incident (dans

l'hypothèse ou l'événement a bien été induit par un photon). Cette réduction se déroule en trois étapes, l'étalonnage et le nettoyage de ces données, puis la reconstruction des événements et enfin la discrimination du bruit de fond. Les données réduites sont ensuite utilisées pour l'analyse dite de haut niveau, consistant en l'étude des sources astrophysiques observées.

2.2.1 Étalonnage des données

Le but de la calibration est de transformer les images brutes produites par les caméras en données exploitables pour l'analyse. Elle consiste à retirer de l'analyse les pixels chauds (ou bruyants), les pixels défectueux, ou encore à estimer le gain de chaque voie de l'électronique, le zéro électronique de chaque pixel ou l'efficacité optique du télescope. Ces paramètres sont estimés par des prises de données (que nous appellerons *run* par la suite) d'étalonnage (*single p.e.*², *dark*³, *flat field*⁴...) effectuées régulièrement sur le site, mais également pour chaque run d'observation à partir des données brutes des caméras.

A la sortie de chaque PM, le signal est amplifié dans une voie haut gain (HG) et bas gain (LG) puis enregistré dans deux mémoires analogiques. Ces mémoires sont lues et numérisées à l'aide d'un convertisseur analogique-numérique (ADC).

Paramètres d'étalonnage :

- le gain G ,
- le rapport haut gain sur bas gain $R = \frac{HG}{LG}$,
- les piédestaux $\langle ped_{HG} \rangle$ et $\langle ped_{LG} \rangle$,
- l'efficacité relative de collection de la lumière C_{rel}^k ,
- l'efficacité optique.

Le gain est défini comme la charge moyenne produite par un PM pour chaque photo-électron. Pour la voie d'amplification HG, il est mesuré lors de runs dédiés : dans l'abri de la caméra, une LED produit une lumière homogénéisée, pulsée à 70 Hz qui correspond à une intensité moyenne de 1 photo-électron (p.e.) par pixel. On utilise ensuite ces données pour estimer le nombre de coups d'ADC correspondant à 1 photoélectron. Le gain de

2. Prise de données correspondant en moyenne à 1 photo-électron par pixel dédiée à la mesure du gain.

3. Prise de données dans le noir.

4. Prise de données sur un champ uniforme.

la voie d'amplification BG est donné en mesurant le rapport $\frac{HG}{LG}$ à partir des images de gerbes obtenues lors des runs d'observation.

Les piédestaux sont définis comme la valeur moyenne du nombre de coups d'ADC en l'absence de lumière Čerenkov. On mesure le piédestal électronique, qui correspond à la valeur du zéro électronique, en enregistrant les données produites par la caméra le capot fermé ; le spectre obtenu est une gaussienne correspondant au bruit électronique de la caméra. En observation réelle, cette valeur est modifiée par la lumière diffuse du bruit de fond du ciel (NSB⁵) et les étoiles présentes dans le champ de vue de la caméra, aussi, cette valeur est estimée toutes les deux minutes pour les deux voies d'amplification lors de prise de données.

L'efficacité relative de collecte de la lumière correspond à l'efficacité de collecte d'un PM divisée par la valeur moyenne des efficacités de collecte dans la caméra. Sa mesure se fait en éclairant la caméra d'un signal uniforme (*flat field*) et permettant de corriger les inhomogénéités de la caméra.

L'efficacité optique du télescope prend en compte les pertes dues à la réflectivité des miroirs et l'efficacité quantique des PM. Cette quantité varie pour chaque télescope, mais aussi au cours du temps (vieillessement des miroirs et des cônes de Winston, réaluminisation des miroirs...). Pour mesurer cette efficacité, on compare les images produites par les muons des gerbes hadroniques avec un modèle théorique de cette émission.

2.2.2 Reconstruction des événements

La reconstruction des événements a deux buts principaux : le premier est de reconstruire les paramètres physiques des photons incidents (direction, énergie), le second est de fournir des variables utiles pour la discrimination des gerbes d'origine hadronique.

2.2.2.1 Nettoyage des images

Dans un premier temps, il est important de se débarrasser du NSB pour ne garder que les pixels possédant une information provenant de la gerbe sur l'image à analyser. L'électronique rapide des caméras permet de s'affranchir d'une partie de ce bruit de fond. Il est ensuite nécessaire d'appliquer un nettoyage aux images pour supprimer les

5. *Night Sky Background* en anglais

fluctuations du NSB. Il s'agit d'un nettoyage à deux seuils S_1 (seuil bas) et S_2 (seuil haut) : un pixel possédant une intensité inférieure à S_1 sera définitivement rejeté, un pixel possédant une intensité supérieure à S_2 sera conservé. Si un pixel se trouve entre S_1 et S_2 , il ne sera gardé que si au moins un des pixels voisins possède une intensité supérieure à S_1 . Un second filtrage supprime les pixels dont l'intensité est 3 fois supérieure à la racine carrée de la moyenne des carrés (RMS) du piédestal, permettant de se débarrasser des pixels bruyants dus à l'électronique ou au NSB.

2.2.2.2 Paramètres de Hillas

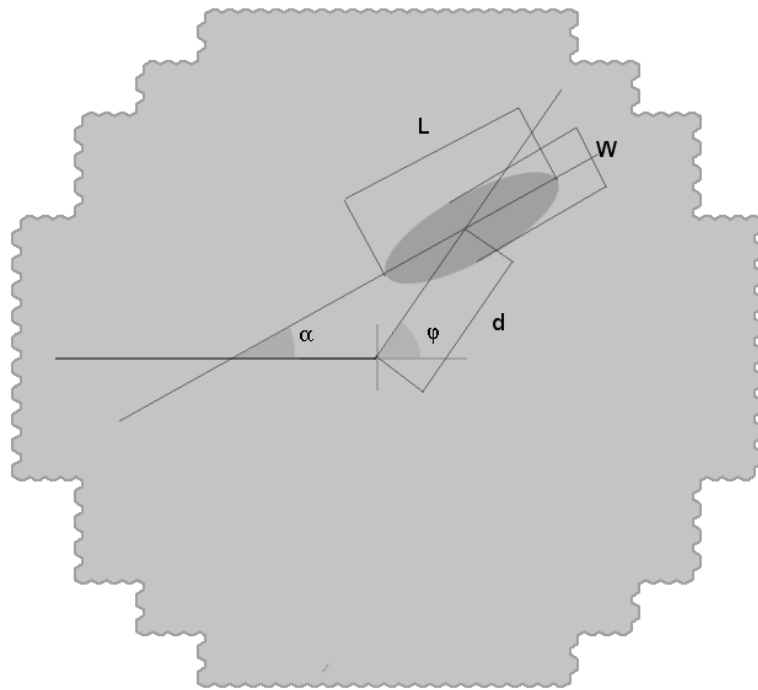


FIGURE 2.2: Paramètres de Hillas, l'ellipse représente l'image d'une gerbe électromagnétique dans la caméra.

Cette méthode, développée dès 1985 pour l'expérience Whipple (?), consiste en une paramétrisation des images de gerbes par des gaussiennes bidimensionnelles (dont toute courbe d'isovaleur est une ellipse). Les paramètres de la gerbe (voir fig. 2.2), appelés moments géométriques ou paramètres de Hillas sont :

- la largeur de l'ellipse, w ;
- la longueur de l'ellipse, l ;
- la charge totale contenue dans l'ellipse, Q ;
- la distance locale, correspondant à la distance entre le barycentre des charges de l'image de la gerbe et le centre de la caméra, d ;

- l'angle formé par le centre de la caméra, le barycentre de l'image et un axe de référence de la caméra, ϕ .

En considérant la charge q_i de chaque pixel P_i à la position (x_i, y_i) dans la caméra on peut introduire les premier et second moments des charges :

$$\langle x \rangle = \frac{\sum_i q_i x_i}{\sum_i q_i}, \quad \langle y \rangle = \frac{\sum_i q_i y_i}{\sum_i q_i} \quad (2.1)$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum_i q_i x_i^2}{\sum_i q_i}, \quad \langle y^2 \rangle = \frac{\sum_i q_i y_i^2}{\sum_i q_i}, \quad \langle xy \rangle = \frac{\sum_i q_i x_i y_i}{\sum_i q_i} \quad (2.2)$$

et les variances associées :

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2, \quad \sigma_{y^2} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2, \quad \sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \quad (2.3)$$

pour exprimer les paramètres de Hillas :

$$d = \sqrt{\langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2} \quad (2.4)$$

$$l = \sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + \sqrt{\chi^2 + 4\sigma_{xy}} \quad (2.5)$$

$$w = \sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - \sqrt{\chi^2 - 4\sigma_{xy}} \quad (2.6)$$

2.2.2.3 Reconstruction géométrique de la gerbe

Pour une mesure avec une précision idéale, la position de la source se trouve sur l'axe principal de l'ellipse. L'utilisation d'un repère commun à toutes les caméras (appelé repère nominal), tangent à la sphère céleste dans la direction de visée des télescopes, permet de projeter toutes les images des caméras dans un seul repère. La direction du photon incident est alors donnée par l'intersection de ces axes (voir fig 2.3). Afin de favoriser les paires de télescopes pour lesquelles la précision est meilleure, on attribue une pondération ω^{ij} à chaque intersection (paire de télescopes) où $\omega^{ij} = \omega_e^{ij} \times \omega_Q^{ij} \times \omega_\theta^{ij}$. Ces pondérations sont ensuite utilisés pour calculer le barycentre des différentes intersections.

- Le terme $\omega_e^{ij} = \frac{1}{1/e_i + 1/e_j}$ exprime la pondération liée à l'ellipticité $e = l/w$ des images, favorisant les images à grande ellipticité.
- Le terme $\omega_Q^{ij} = \frac{1}{1/Q_i + 1/Q_j}$ exprime la pondération liée à la charge des images, favorisant les images avec une grande charge.
- Le terme $\omega_\theta^{ij} = \sin\theta_{ij}$ exprime la pondération liée à l'angle entre les deux axes des ellipses, favorisant les paires de télescopes où ces axes forment un angle important.

Les termes ω_e^{ij} et ω_Q^{ij} favorisent les images avec une bonne précision sur l'axe de la gerbe, pour le terme ω_θ^{ij} c'est la précision sur l'intersection qui entre en jeu.

Remarquons que l'ajout du cinquième télescope a d'abord entraîné un élargissement de la précision angulaire par rapport à la configuration du réseau H.E.S.S. I (? , ?). Les charges importantes des images de la cinquième caméra augmentent l'influence de la pondération, exprimée pour les images de chaque paire de télescopes ω_{ij} , dont les axes forment de petits angles. La pondération trop importante de ces paires d'images a donc tendance à détériorer la PSF. Il a donc été proposé d'ajouter une coupure supplémentaire afin de rejeter les paires de télescopes (i, j) dont les axes des images de gerbes possèdent un angle $\theta_{ij} < 0.3^\circ$. L'effet de cette coupure sur la résolution angulaire est montré dans la figure 2.4.

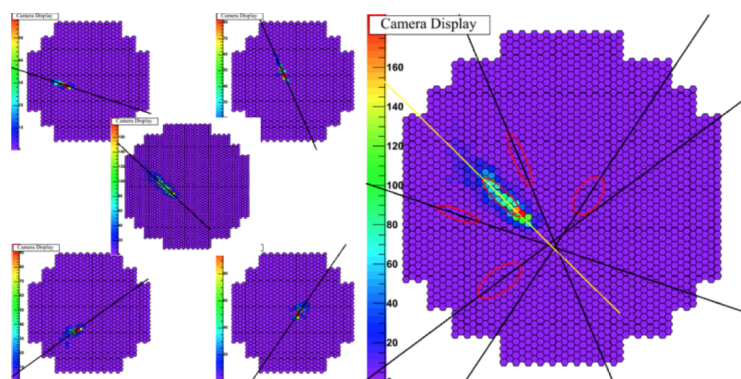


FIGURE 2.3: Reconstruction de la direction par stéréoscopie. À gauche, on voit l'axe principal de l'ellipse représenté dans chacune des caméras. À droite ces axes sont représentés dans la caméra du télescope CT5. Leurs intersections donnent la position de la source.

La reconstruction du pied de gerbe (ou paramètre d'impact) se fait de manière assez analogue à la reconstruction de la direction du photon incident. On se place cette fois dans un repère perpendiculaire à la direction de visée des télescopes (appelé repère "primé"). Le paramètre d'impact se trouve alors au barycentre des intersections entre les différents grands axes des ellipses dans ce repère. On projette ensuite ces coordonnées dans le repère au sol.

On peut estimer la distance du maximum de gerbe dans le repère primé en faisant le rapport entre la distance angulaire séparant les barycentres dans l'image de deux télescopes et la distance séparant ces télescopes D_{ij} .

$$h_{max}^{prime} = \frac{D_{ij}}{\sqrt{(\langle x_i \rangle - \langle x_j \rangle)^2 + (\langle y_i \rangle - \langle y_j \rangle)^2}} \quad (2.7)$$

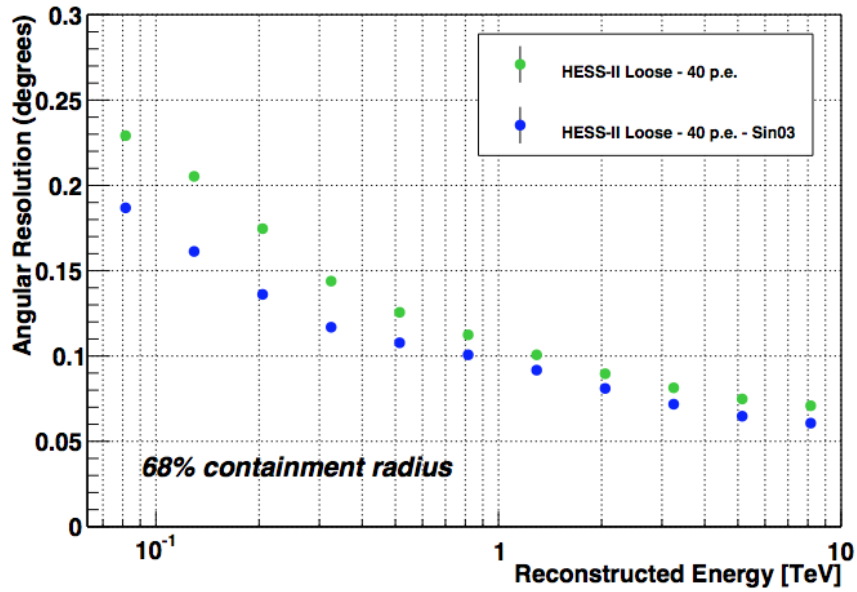


FIGURE 2.4: Effet de la coupure en $\sin \theta_{ij}$ sur la résolution angulaire. Cette figure est extraite de (? , ?).

Nous obtenons ensuite l'altitude réelle h_{max} du maximum de gerbe en faisant une projection dans le repère au sol. Cette altitude est ensuite exprimée en profondeur d'atmosphère (g.cm^{-2}) en utilisant un modèle d'atmosphère isotherme.

$$X_{max} = \rho_0 h_0 e^{-\frac{h_{max}}{h_0}} \quad (2.8)$$

où h_0 représente l'altitude de l'observateur et ρ_0 la densité d'atmosphère à cette altitude. Pour le site de H.E.S.S. on a $\rho_0 h_0 \approx 1835 \text{ g.cm}^{-2}$

2.2.2.4 Reconstruction de l'énergie

L'énergie des photons γ à l'origine des gerbes électromagnétiques est estimée à partir de tables, générées par simulations d'événements gamma à énergies fixes. Ces tables contiennent la distribution des charges en fonction du pied de gerbe (voir fig. 2.5) pour chaque énergie à différents offsets et angles zénithaux. L'inversion de ces tables permet d'obtenir une estimation de l'énergie du photon incident en fonction de la charge mesurée et du pied de gerbe pour chaque télescope touché. Les différences entre les conditions d'observation réelles et celles des tables sont ajustées par interpolation. L'énergie finale attribuée à un événement sera la moyenne pondérée par la charge des différentes énergies mesurées par les différents télescopes.

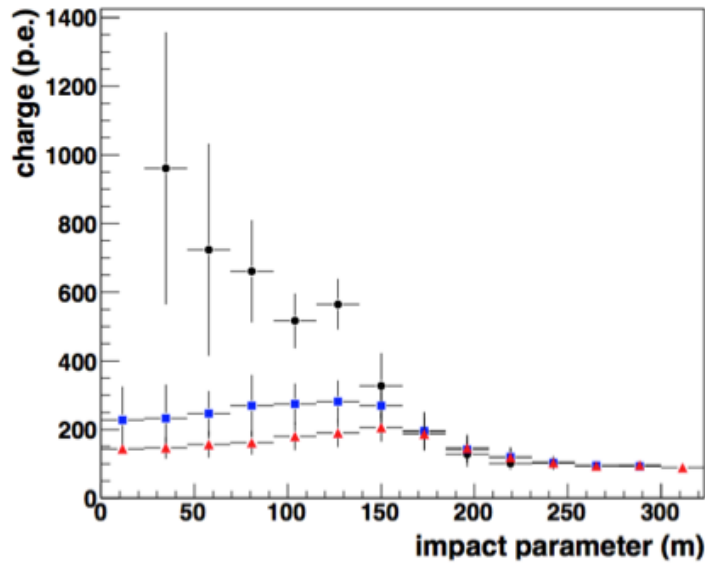


FIGURE 2.5: Distribution du paramètre d'impact en fonction de la charge pour des événements simulés à différents angles zénithaux.
Points noirs : 0° , carrés bleus : 32° , triangles rouges : 41° .

2.2.2.5 Model 3D

Cette méthode de reconstruction des gerbes électromagnétiques en 3 dimensions a été développée en 2006 pour la collaboration H.E.S.S. (? , ?) (? , ?). Elle repose sur l'hypothèse que la photosphère de la gerbe possède la géométrie d'une gaussienne tri-dimensionnelle suivant l'axe de développement de la gerbe et que la distribution angulaire des photons Čerenkov est indépendante de l'altitude du maximum de gerbe ou de l'énergie du photon γ incident. Le développement longitudinal de la photosphère est modélisé comme une gaussienne de largeur σ_L et son développement latéral comme une gaussienne bi-dimensionnelle de largeur σ_T . La photosphère de la gerbe est alors décrite par les paramètres suivants :

- la direction de l'axe par rapport au télescope,
- le paramètre d'impact,
- la position du maximum de gerbe,
- les écarts-types σ_L et σ_T correspondant à la longueur et largeur physiques de la gerbe,
- le nombre de photons Čerenkov émis.

On calcule ensuite le nombre de photons attendus pour chaque pixel de la caméra en fonction de ces paramètres. Ce nombre de photons théorique est comparé au nombre

de photons mesuré dans le but d'ajuster les paramètres de la gerbe par une méthode de maximum de vraisemblance. Dans la pratique, les moments de Hillas sont utilisés comme paramètres initiaux pour l'ajustement.

2.2.2.6 Analyse de type modèle 2D

La méthode de reconstruction de type modèle fut développée pour la première fois par la collaboration CAT (?, ?) dont le télescope disposait d'une pixellisation permettant de résoudre la géométrie des gerbes. Cette approche a été reprise pour le réseau H.E.S.S. (?, ?). Elle utilise des abaques générées à l'aide d'un modèle semi-analytique du développement des gerbes électromagnétiques, ainsi qu'un modèle du télescope et de la caméra pour produire une base de données d'images attendues pour chaque télescope. Celles-ci sont générées pour différents angles zénithaux, paramètres d'impact, énergies du photon incident et altitudes de première interaction. On effectue ensuite un ajustement entre les données réelles de la caméra et celles des abaques par un maximum de vraisemblance dans chaque caméra et pour chaque pixel.

Cette méthode d'analyse donne de très bonnes performances mais reste assez sensible aux effets systématiques de l'instrument ou aux fluctuations du NSB. Elle requiert donc une très bonne connaissance de l'instrument et des conditions de prises de données.

2.2.3 Discrimination du fond hadronique

Les événements ayant pour origine un rayon cosmique sont 10 000 à 100 000 fois plus nombreux que les événements induits par les photons. Ce rapport fait de la discrimination entre gerbes hadroniques et électromagnétiques un point clé de l'astronomie Čerenkov. Le principal facteur discriminant entre les événements initiés par les hadrons et les photons gamma tire bénéfice du moment transverse des pions dans les gerbes hadroniques qui lui confère une morphologie différente de celle des gerbes électromagnétiques ; c'est-à-dire des images en moyenne plus larges pour une énergie donnée.

La largeur et la longueur des ellipses dépendent de l'angle zénithal, du paramètre d'impact par rapport au télescope et de la charge mesurée dans celui-ci. Des tables sont produites à partir de simulations d'événements γ contenant les longueurs moyennes $\langle l_{R_i, Q_i} \rangle$, largeur moyenne $\langle w_{R_i, Q_i} \rangle$ en fonction des pieds de gerbe R_i et de la charge Q_i pour chaque télescope i ainsi que les écarts-types associés σ_{R_i, Q_i}^l et σ_{R_i, Q_i}^w . On

utilise alors ces tables pour définir les longueurs et largeurs moyennes réduites (appelées respectivement MSCL⁶ et MSCW⁷) pour un évènement :

$$MSCL = \frac{1}{N_{tels}} \sum_i^{N_{tels}} \frac{l_i - \langle l_{R_i, Q_i} \rangle}{\sigma_{R_i, Q_i}^l} \quad (2.9)$$

$$MSCW = \frac{1}{N_{tels}} \sum_i^{N_{tels}} \frac{w_i - \langle w_{R_i, Q_i} \rangle}{\sigma_{R_i, Q_i}^w} \quad (2.10)$$

Pour des évènements γ , la distribution de ces paramètres est centrée en 0 alors que les évènements d'origine hadronique auront une distribution différente.

2.2.3.1 Analyse multivariée (Paris-MVA et APC-MVA)

L'analyse multivariée⁸ (? , ?) utilise comme variables de discrimination un total de huit variables issues des moments de Hillas (MSCW, MSCL), de la reconstruction Model3D (la largeur 3D réduite $Width3D$ et l'erreur associée ainsi que la profondeur du maximum de gerbe $h_{max}3D$) et enfin un troisième type de variables issues de la comparaison entre ces deux méthodes de reconstruction. L'utilisation de ces dernières variables est basée sur l'idée que les deux méthodes doivent donner des résultats plus similaires pour les gerbes électromagnétiques que pour les gerbes hadroniques. On reconstruit les différents paramètres de la gerbe à partir des images produites par le model3D de manière géométrique pour les comparer à ceux reconstruits de manière identique à partir des images réelles.

Le paramètre Ω compare la direction du photon incident reconstruit de manière géométrique (\vec{v}_{Hillas}) et celle donnée par la projection du modèle de gerbe ajusté par le Model3D (\vec{v}_{M3D}). Il est défini par :

$$\Omega = \text{Log}_{10}(\text{acos}(\vec{v}_{Hillas} \cdot \vec{v}_{M3D})) \quad (2.11)$$

Le paramètre R_E mesure le rapport entre l'énergie mesurée selon la méthode décrite en 2.2.2.4 appliquée aux images réelles ou aux images projetées du Model3D. Il est défini par :

$$R_E = \text{Log}_{10}\left(\frac{E}{E_{M3D}}\right) \quad (2.12)$$

6. Mean Scaled Length.

7. Mean Scaled Width.

8. développée au laboratoire APC : Paris-MVA, puis dans son évolution avec H.E.S.S-II : APC-MVA

Enfin, le paramètre ΔQ traduit la différence entre la charge Q_i mesurée dans chaque télescope, et la charge prédite par l'inversion des tables d'énergies Q_i^* :

$$\Delta Q = \text{Log}_{10} \frac{1}{N_{Tels}} \sum_i^{N_{Tels}} \frac{(Q_i - Q_i^*)^2}{Q_{tot}} \quad (2.13)$$

La distribution pour les événements γ et hadrons est montrée dans la figure 2.6.

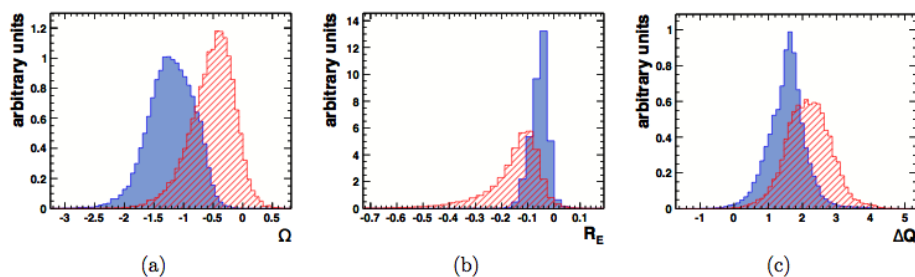


FIGURE 2.6: Distribution des variables de discrimination Ω (droite), R_E (milieu), ΔQ (gauche) pour les simulations d'évènements γ (en bleu) et pour le fond réel issue d'observations (hachuré rouge).

L'analyse APC-MVA utilise des arbres de décisions boostés (BDT) du package TMVA de l'environnement ROOT afin de réunir ces huit variables en une seule (appelée ζ), représentant la probabilité que l'évènement soit une gerbe électromagnétique. Pour cela, l'analyse doit passer par une phase d'entraînement où l'algorithme génère une forêt d'arbres de décisions utilisant les variables de discrimination à partir d'évènements simulés γ et de fond réel, puis combine le résultat des arbres pour définir la note ζ comme fonction des différentes variables. Ce résultat est ensuite testé sur un lot de données différent afin de vérifier sa robustesse et se prémunir d'un éventuel surentraînement.

2.3 Analyse de haut niveau

L'analyse dite de haut niveau consiste en l'exploitation des données réduites, c'est-à-dire après la reconstruction des paramètres du photon incident et discrimination d'une partie des gerbes hadroniques. Il s'agit alors d'extraire le signal provenant des sources cosmiques, de produire le spectre du rayonnement ou encore de produire des cartes du ciel.

2.3.1 Extraction du signal

Si les différentes méthodes de séparation des événements *candidats* γ et des événements d'origine hadronique réduisent le bruit de fond de manière significative, elles ne permettent pas de l'éliminer totalement. Il reste alors dans les événements sélectionnés, en plus de ceux initiés par les photons γ provenant de la source, un bruit irréductible. Ce bruit de fond irréductible est majoritairement constitué de gerbes hadroniques ayant l'apparence de gerbes électromagnétiques, mais également d'événements initiés par des électrons de très haute énergie dont la pénétration dans l'atmosphère produit des gerbes électromagnétiques pratiquement identiques à celles initiées par des photons γ , ou encore des images de muons et des événements initiés par des photons ne provenant pas de la source⁹.

Pour estimer ce bruit de fond résiduel et ensuite extraire le signal plusieurs méthodes existent et seront discutées dans cette partie. Elles reposent sur l'hypothèse que le bruit de fond est réparti de façon isotrope sur le ciel ; on peut alors soustraire le fond mesuré sur une région du ciel exempte de source gamma pour obtenir le nombre de photons provenant de la source observée.

Dans le cadre particulier de l'observation de flux pulsé, on peut s'affranchir de cette dernière hypothèse en supposant qu'il existe une portion de la phase du pulsar où la source est silencieuse. On peut alors soustraire le fond mesuré directement sur la position de la source durant cette portion de phase. Comme nous le verrons, cette possibilité permet de s'affranchir d'une bonne partie des effets systématiques, notamment en mode mono-télescope.

2.3.1.1 Estimation du bruit de fond à partir d'une ou plusieurs régions OFF

L'acceptance correspond à la sensibilité du détecteur, elle est définie par la probabilité qu'un événement déclenche l'acquisition et passe les coupures de l'analyse. Elle dépend de la nature des événements (γ , hadrons), mais aussi et surtout des caractéristiques de l'instrument (réflectivité des miroirs, électronique, ...) et des conditions d'observation, comme la transparence de l'atmosphère ou encore l'angle zénithal des observations. Pour les γ elle est calculée à l'aide des simulations MC, et pour le fond, elle est estimée directement sur les données d'observation des événements résiduels (*candidats* γ) des régions sans sources. L'acceptance, qu'il s'agisse de celle des γ ou du fond,

9. Dans une analyse en stéréoscopie, le bruit initié par les électrons cosmiques (du fait du seuil à 100 GeV) ou les muons (grâce à la stéréoscopie) est relativement faible par rapport aux hadrons. Nous verrons au chapitre 3 que lors de la reconstruction de gerbes initiées par des photons de faibles énergies, observées par un seul télescope, ce bruit devient plus important.

n'est pas homogène sur le champ de vue de l'instrument et décroît radialement à partir du centre du champ de vue (fig. 2.7).

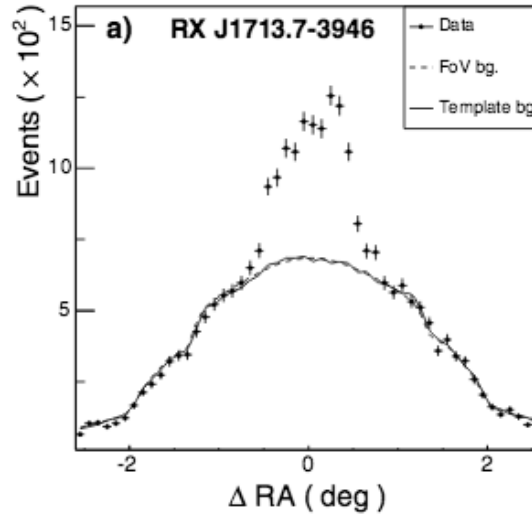


FIGURE 2.7: Nombre d'évènements le long de l'axe de l'ascension droite qui illustre le modèle de l'acceptance radiale dans le champ de vue, comparé aux données obtenue sur une source étendue, le SNR RX J1713.7-3946. Cette figure est extraite de (? , ?).

Le principe du mode d'observation *Wobble* repose sur l'hypothèse d'une symétrie azimutale de l'acceptance radiale. Elle consiste à pointer les télescopes avec un décalage par rapport à la position de la source (typiquement quelques dixièmes de degrés) afin de définir une région ON (contenant la source) et une ou plusieurs régions OFF (ne contenant aucune source) symétriquement par rapport au centre de la caméra, et donc d'acceptance similaire (voir fig. 2.8). L'estimation du fond se fait ainsi en même temps que la prise de données dans des conditions météorologiques et instrumentales identiques. Pour moyenner les effets systématiques sur l'acceptance dépendant de la direction de pointé, on alterne le décalage symétriquement en ascension droite et déclinaison par rapport à la position de la source à chaque nouveau run d'observation.

Si plusieurs sources sont présentes dans le champ de vue, on définit des zones d'exclusion autour de ces sources afin d'éliminer les évènements de ces régions dans l'estimation du bruit de fond.

Le nombre de photons γ provenant de la source est considéré comme l'excès de candidats γ dans la région ON, donné par la relation :

$$N_{\gamma} = N_{ON} - \alpha N_{OFF} \quad (2.14)$$

où N_{ON} et N_{OFF} sont le nombre d'évènements candidats γ comptés respectivement dans les régions ON et OFF et $\alpha = \frac{A_{ON}}{A_{OFF}}$ est le rapport des surfaces entre la région ON et les régions OFF dans l'hypothèse où l'acceptance est la même dans toutes les régions. Si cette condition n'est pas remplie, le facteur α doit alors également prendre en compte les variations de sensibilité entre la région test et les régions OFF.

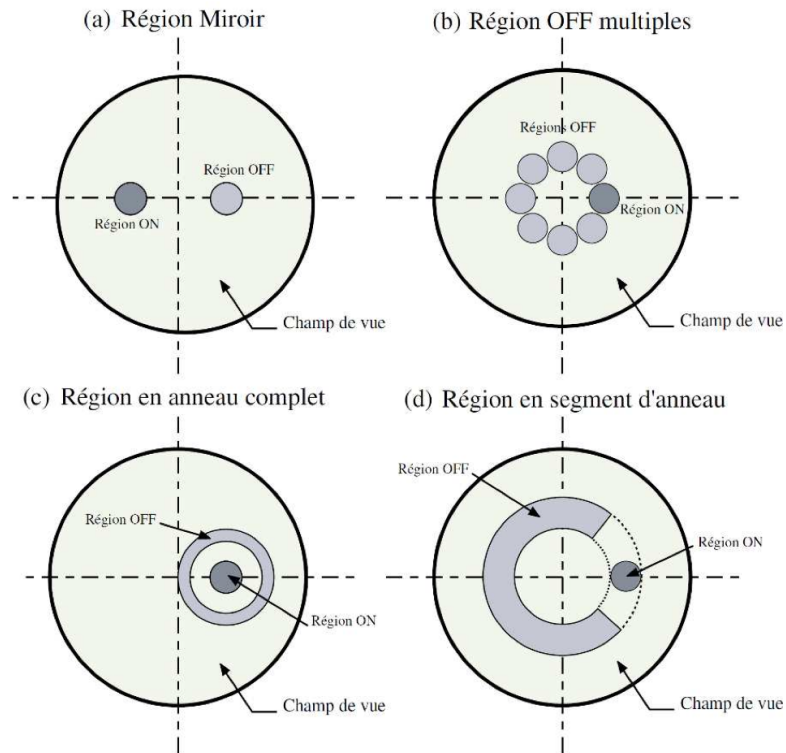


FIGURE 2.8: Différentes configurations des régions ON et OFF utilisées pour la soustraction du fond. Cette figure est tirée de (?, ?).

Calcul de significativité Une fois le nombre d'excès de candidats γ mesuré dans une région test, il est nécessaire d'estimer la probabilité que cet excès soit le fruit d'une fluctuation statistique du bruit de fond. Pour ce faire (?, ?) ont défini un estimateur de significativité reposant sur le rapport de deux fonctions de vraisemblance, la première testant l'hypothèse que la région ON contient du signal, la deuxième testant l'hypothèse nulle d'absence de signal. De cette manière, le niveau du bruit de fond est estimé en utilisant les données provenant des régions OFF, mais aussi de la région ON, rendant ainsi ce test plus efficace qu'une simple estimation de la variance de l'excès mesuré. La valeur $-2\ln(\lambda)$ (où λ est le rapport des vraisemblances) se comporte asymptotiquement comme une loi de χ^2 , on peut alors calculer la significativité comme le nombre d'écart-type σ grâce à l'expression :

$$\sigma = \sqrt{-2\ln(\lambda)} \quad (2.15)$$

où

$$\lambda = \left[\frac{\alpha}{1 + \alpha} \left(\frac{N_{ON} + N_{OFF}}{N_{ON}} \right) \right]^{N_{ON}} \times \left[\frac{1}{1 + \alpha} \left(\frac{N_{ON} + N_{OFF}}{N_{OFF}} \right) \right]^{N_{OFF}} \quad (2.16)$$

2.3.2 Production de cartes du ciel

L'excès et la significativité peuvent être calculés en chaque position (ou plutôt en chaque pixel, modulo une certaine résolution) du champ de vue. Pour ce faire, la méthode de soustraction du fond utilisée est celle de la région en anneau complet (voir fig. 2.8). Après avoir défini les zones d'exclusion autour des sources dans le champ de vue, on définit une zone OFF en anneau centrée autour de chaque pixel pour soustraire le bruit de fond. Cette méthode de soustraction du fond requiert une bonne connaissance de l'acceptance 2D et ne convient pas pour l'évaluation des spectres (la dépendance de l'acceptance à l'énergie introduit des systématiques) mais donne la possibilité de créer des cartes d'excès et de significativité sur tout le champ de vue. La distribution des significativités dans les régions sans source doit suivre une distribution gaussienne normale centrée, ce qui permet de vérifier que l'estimation du fond est satisfaisante et qu'il n'existe pas de sources en dehors des zones d'exclusion (ce qui ferait apparaître des trous de significativité sur la carte). La production de cartes est donc un procédé itératif où l'on exclut une à une les sources découvertes jusqu'à obtention d'une distribution convenable des significativités dans les régions OFF.

Dans la pratique, on suréchantillonne la carte en utilisant des pixels d'une taille bien inférieure à la résolution angulaire de l'instrument, avant de lisser l'image en calculant pour chaque pixel la moyenne des pixels contenus dans un cercle autour de ce dernier (*top-hat*), ou en convoluant la valeur des pixels avec une fonction gaussienne représentant la PSF de l'instrument (voir fig. 2.9).

2.3.3 Analyse spectrale par "forward folding"

La technique du *forward folding* est une méthode d'ajustement du spectre observé par un instrument. L'ajustement se fait en comparant le nombre de photons attendus pour une hypothèse donnée à celui mesuré par l'instrument pour chaque intervalle d'énergie. Ces nombres sont calculés à l'aide des fonctions de réponse de l'instrument en tenant compte à la fois de la surface effective et de la résolution en énergie.

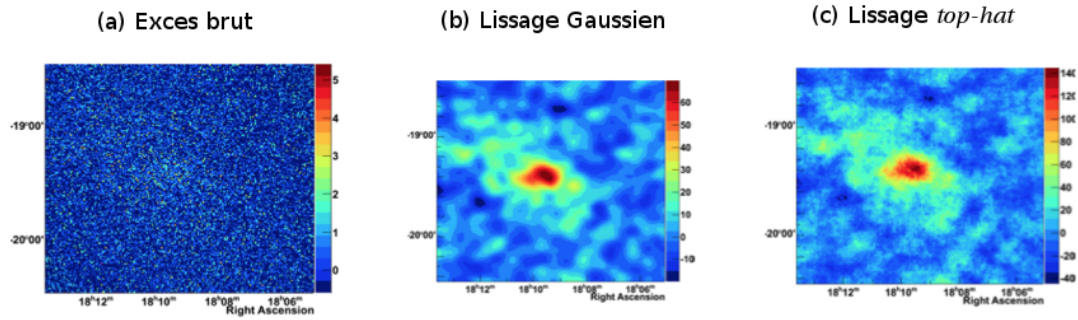


FIGURE 2.9: Lissage des cartes d'excès dans la région de HESS J1809-193. La source, quasiment invisible dans la figure de gauche, apparaît clairement après le lissage.

2.3.3.1 Fonctions de réponse de l'instrument

Pour estimer le spectre des sources observées, il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance des fonctions de réponse de l'instrument (IRF¹⁰) pour un lot de données : les surfaces efficaces de collecte et la résolution en énergie. Celles-ci sont générées à partir de simulations numériques. Ces simulations comprennent d'une part la modélisation des cascades de particules initiées par les rayons γ (*Kaskade*, *Corsika*), et d'autre part la modélisation de l'instrument (*SimTelArray*, *SMASH*). Le but est ensuite de couvrir par échantillonnage l'espace des paramètres par conditions d'observation.

Pour la chaîne *Kaskade* + *SMASH* les simulations sont effectuées de manière discrète :

- 21 bandes en énergie E , entre 5 GeV et 125 TeV,
- 15 bandes en angle zénithal θ , entre 0° et 76° par pas de 0,05 en $\cos \theta$,
- 6 bandes en offset δ , de 0° et 3° par pas de $0,5^\circ$,
- 6 bandes d'efficacité optique ϵ , qui correspond à une fraction de l'efficacité optique nominale, variant de 50 % à 100 % par pas de 10 %.

Pour la chaîne *SimTelArray* + *Corsika*, les évènements sont simulés selon une loi de puissance d'indice $\Gamma = -2$ pour 7 bandes en angle zénithal et à différents états de l'instrument.

Ces simulations permettent ensuite de définir les fonction de réponse de l'instrument en fonction de ces paramètres. La surface efficace en fonction de l'énergie vraie, notée $\mathcal{A}(E, \theta, \delta, \epsilon)$, correspond au rapport du nombre d'évènements simulés sur le nombre d'évènements passant les coupures de l'analyse. La fonction de résolution en énergie, notée $\mathcal{R}(E, \theta, \delta, \epsilon)$ et le biais associé, $\mathcal{B}(E, \theta, \delta, \epsilon)$, sont déduits de la distribution du

10. *Instrument Reponse Function.*

rapport entre l'énergie reconstruite (\tilde{E}) et l'énergie simulée $\ln(\tilde{E}/E)$, ajustée par une fonction gaussienne.

Les surfaces efficaces, résolutions angulaires, ainsi que les biais et résolution de l'énergie pour l'analyse APC-MVA sont présentés dans les figures 2.10, 2.11 et 2.12.

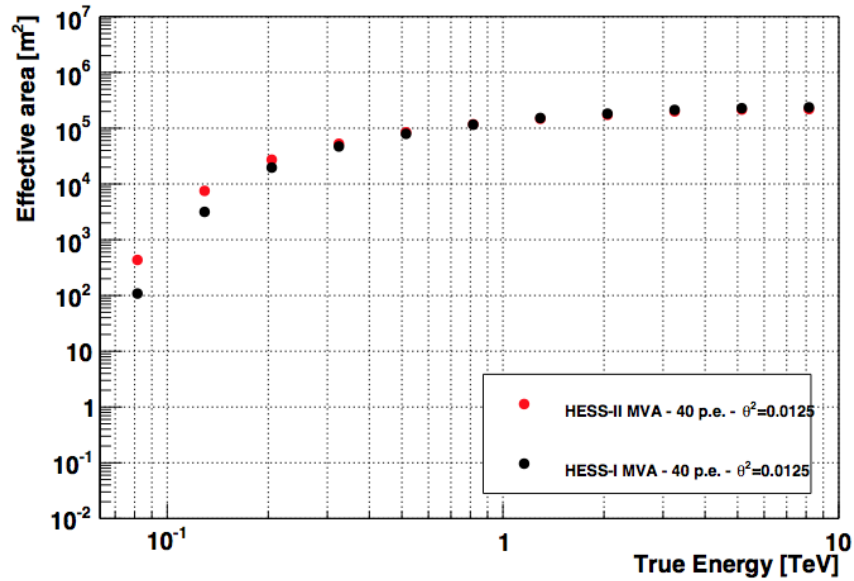


FIGURE 2.10: Surface efficace de la méthode d'analyse APC-MVA dans les configurations stéréo (H.E.S.S I) et hybride (H.E.S.S II). Le gain de surface efficace à basse énergie (< 200 GeV) est clairement visible. Cette figure est extraite de (? , ?).

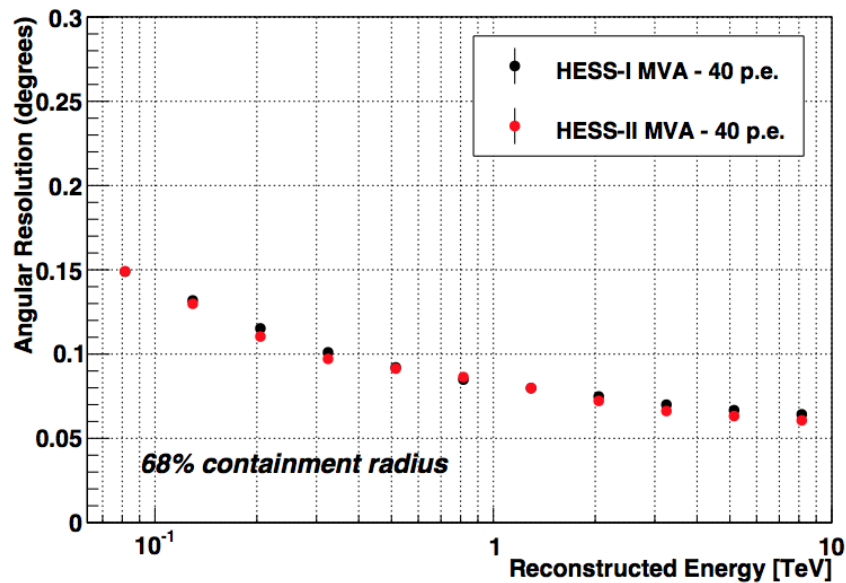


FIGURE 2.11: Résolution angulaire pour la méthode d'analyse APC-MVA dans les configurations stéréo (H.E.S.S I) et hybride (H.E.S.S II). Cette figure est extraite de (? , ?).

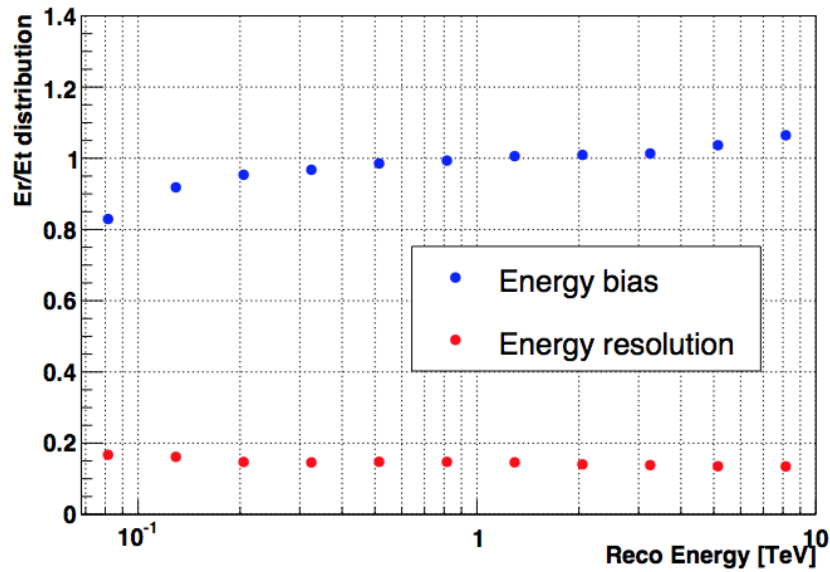


FIGURE 2.12: Résolution et biais de la reconstruction de l'énergie pour la méthode d'analyse APC-MVA en mode hybride (H.E.S.S II). Cette figure est extraite de (? , ?).

2.3.3.2 Reconstruction des spectres

La technique du *forward folding* consiste à estimer un nombre de photons théorique par bandes en énergies en faisant l'hypothèse du spectre intrinsèque de la source. En modélisant ce spectre par une fonction analytique on peut ensuite ajuster les paramètres de cette fonction par une méthode de maximum de vraisemblance.

Pour un spectre intrinsèque de la source $F(E)$, le nombre de photons théorique par bande en énergie reconstruite est donné par la double intégrale :

$$\frac{dN}{\Delta\tilde{E}} = \tau_{\text{OBS}} \int_0^\infty \int_{E_i}^{E_{i+1}} \mathcal{A}(E, \theta, \delta, \epsilon) \mathcal{P}(E, \tilde{E}, \theta, \delta, \epsilon) F(E) dE d\tilde{E} \quad (2.17)$$

où $\mathcal{P}(E, \tilde{E}, \theta, \delta, \epsilon)$ est la probabilité de mesurer \tilde{E} étant donnée une énergie vraie E .

Les fonctions analytiques les plus utilisées pour décrire $F(E)$ sont :

-la loi de puissance :

$$\frac{dF}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \quad (2.18)$$

-la parabole logarithmique :

$$\frac{dF}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma - \beta \ln(E/E_c)} \quad (2.19)$$

-la loi de puissance brisée :

$$\frac{dF}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma_1} \left(1 + \left(\frac{E}{E_{cut}} \right)^{\frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{\beta}} \right)^\beta \quad (2.20)$$

-la loi de puissance à coupure exponentielle ¹¹ :

$$\frac{dF}{dE} = \Phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma} \times e^{-\left(\frac{E}{E_{cut}} \right)^\beta} \quad (2.21)$$

2.3.4 Analyse de flux pulsé, chronométrie

Pour un observateur fixe par rapport à la source, les pulsars émettent un signal modulé selon leur période de rotation. La construction de la courbe de lumière (ou phasogramme) d'un pulsar consiste à empiler des fractions d'observation, chaque fraction correspondant à une période de rotation de l'étoile. Le principe de la chronométrie des pulsars est donc de construire un modèle décrivant précisément la rotation de l'étoile, c'est-à-dire de représenter sans ambiguïté, chaque rotation unique de l'étoile à neutrons sur de longues périodes de temps (années, voire plusieurs décennies). Ces modèles sont appelés *éphémérides* du pulsar. Si ces techniques ont d'abord été développées pour les longueurs d'ondes radio, elles ont également été adaptées pour le rayonnement γ .

Pour l'analyse de pulsars avec l'expérience H.E.S.S., le rapport S/\sqrt{B} , très faible, rend le calcul de la chronométrie du pulsar observé à partir des données sinon impossible, très difficile. En conséquence, on utilise des éphémérides construites dans des longueurs d'ondes où le signal est plus élevé (par exemple, la radio, mais aussi les γ vus par le *Fermi-LAT*).

2.3.4.1 Chronométrie radio

Le domaine radio est le premier dans lequel ont été observés et donc chronométrés les premiers pulsars, c'est aussi le domaine où sont observés le plus grand nombre d'entre eux aujourd'hui. Pour caractériser la rotation d'un pulsar on mesure pour chaque observation un "temps d'arrivée" (TOA ¹²) correspondant à un temps auquel le pulsar est à une phase donnée de sa rotation. La définition de ce TOA par rapport à la courbe de lumière

11. Cette fonction est présentée ici avec un facteur β en exposant de la coupure exponentielle. Si $\beta > 1$ on parle de coupure sur-exponentielle, si $\beta < 1$ on parle de coupure sous-exponentielle et enfin si $\beta = 1$ il s'agit de coupure exponentielle simple.

12. *Time Of Arrival*.

est relativement arbitraire ; dans le cas de pulsations simples, il s'agit simplement du maximum de l'émission mais cette définition peut changer dans le cas de formes plus complexes.

La morphologie de l'émission peut varier fortement d'une pulsation à un autre (voir fig. 2.13). Cependant après intégration de plusieurs de ces pulsations, la forme intégrée reste stable au cours du temps. La mesure d'un TOA correspond donc à une moyenne sur le temps d'intégration de plusieurs pulsations.

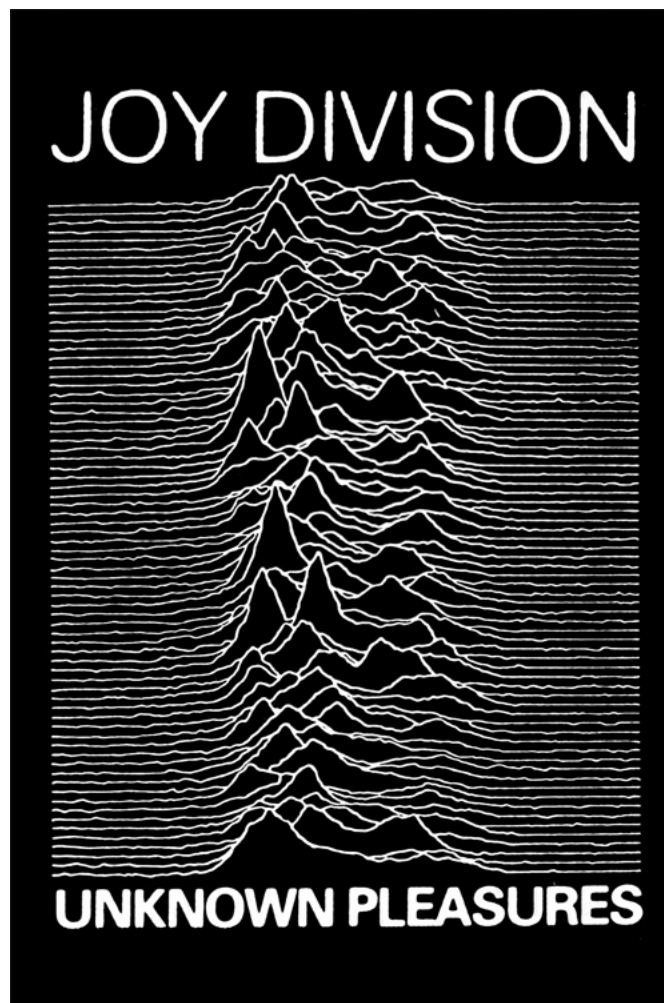


FIGURE 2.13: Profils des pulsations successives du pulsar PSRJ1921+2153. On peut voir sur cette figure la grande diversité des pulsations successives observées pour un pulsar. Le profil intégré en revanche, reste stable au cours du temps. Cette figure est extraite de (? , ?).

Il faut ensuite appliquer un certain nombre de corrections pour convertir les TOA, mesurés par un observatoire en mouvement par rapport à la source de l'émission (t_i),

dans une certaine échelle de temps (généralement UTC¹³) en un temps barycentrique (T_i), dans un référentiel inertiel par rapport au pulsar.

Ces différentes corrections sont :

$$T_i = t_i + \Delta_C - \Delta_D + \Delta_R + \Delta_{PM} - \Delta_S + \Delta_E + \Delta_B \quad (2.22)$$

Le paramètre Δ_C correspond à un changement d'échelle de temps du système utilisé pour la mesure, à une échelle de temps continue (sans secondes intercalaires). L'échelle de temps habituellement utilisée est le temps terrestre¹⁴ (TT).

Le paramètre Δ_D correspond à la dispersion des photons par le milieu interstellaire. Il dépend de la fréquence d'observation $\Delta_D = \frac{DM}{k \cdot \nu^2}$ où DM ¹⁵ correspond à la densité de colonne des électrons entre le pulsar et l'observateur, k ¹⁶ la constante de dispersion et ν la fréquence d'observation.

Le paramètre Δ_R , appelé terme de Rømer, correspond au temps de trajet classique de la lumière de la position de l'observateur au barycentre du système solaire. Ce facteur peut contenir l'effet de parallaxe de chronométrie produit par la courbure du front d'onde pour les pulsars les plus proches.

Le paramètre Δ_{PM} correspond aux erreurs induites par le mouvement propre du pulsar par rapport au barycentre du système solaire.

Le paramètre Δ_S , ou effet Shapiro, correspond au retard gravitationnel de la lumière résultant de la courbure de l'espace-temps prédite par la relativité générale due à la masse du soleil et des planètes .

Le paramètre Δ_E correspond à l'effet Einstein, lié à la dilatation de l'espace-temps lié au mouvement relatif de la Terre dans le potentiel gravitationnel du système solaire par rapport au pulsar.

Enfin, le paramètre Δ_B correspond aux corrections liées aux étoiles dans des systèmes multiples.

13. Temps universel coordonné : échelle de temps adoptée comme base du temps civil international par la majorité des pays.

14. Échelle de temps dans le référentiel du géocentre de la Terre dont l'unité de temps est la seconde. C'est une échelle de temps idéale dont la définition pratique est liée au Temps Atomique International (TAI), par $TT = TAI + 32.184 \text{ s}$.

15. *Dispersion Mesure*, mesure de dispersion en anglais.

16. $k = 2.410 \times 10^{-4} \text{ MHz}^{-2} \text{ cm}^{-3} \text{ pc s}^{-1}$.

On construit ensuite un modèle de la période du pulsar sous la forme d'une série de Taylor tronquée à l'ordre nécessaire :

$$P(t) = P(T_0) + \dot{P}(T_0) \cdot (T - T_0) + \frac{\ddot{P}(T_0)}{2} \cdot (T - T_0)^2 + \dots \quad (2.23)$$

où T_0 est un temps de référence pour lequel on a mesuré les valeurs des différentes dérivées de la période. Si on dispose de suffisamment d'observations, on crée ensuite les éphémérides en minimisant $d^n P/dt^n(T_0)$, les résidus entre les TOA observés et prédits.

Ce bref résumé de la chronométrie radio est loin d'être complet et ne donne qu'un faible aperçu de l'art de la chronométrie. En particulier pour des éphémérides de longue durée il est important de prendre en compte un bruit de synchronisation (*timing noise*) mal décrit par les dérivées de la période, dont l'origine est incertaine. Dans la pratique, ce bruit est souvent représenté par une somme de fonctions sinusoïdales de large amplitude qu'il faut intégrer au modèle pour avoir un meilleur ajustement. Par ailleurs, les pulsars (en particulier les pulsars jeunes) sont sujets à des ruptures brutales de leur isochrone ponctualité. Ce phénomène, appelé *Glitch*, a plusieurs interprétations comme par exemple, la reconfiguration des couches supérieures de l'étoile pour atteindre l'équilibre hydrostatique bouleversé par son ralentissement.

2.3.4.2 Chronométrie gamma

Les techniques de chronométrie gamma sont directement inspirées de la chronométrie radio. La principale différence vient de la notion de TOA : considéré en radio comme un temps auquel le pulsar est à une phase donnée de sa rotation (donnée par l'observation), il est pour l'astronome gamma détourné de son concept premier. Pour nous, les TOA correspondent aux temps d'arrivée de chaque photon.

À l'exception des corrections liées à la dispersion des photons sur les électrons du milieu interstellaire qui ne concernent que les photons radio, toutes les corrections mentionnées ci-dessus s'appliquent de façon identique. On utilise ensuite des outils venant de l'astronomie radio et les éphémérides calculés à partir d'observations dans d'autres longueurs d'ondes pour attribuer une phase à chaque photon détecté.

Remarquons tout de même que pour les pulsars les plus brillants observés par le LAT du satellite *Fermi*, il est possible de procéder de manière analogue aux observations radio, en empilant les données sur plusieurs jours pour construire des courbes de lumière pouvant permettre le calcul d'éphémérides gamma.

Test statistique Z_m^2

Ce test statistique fut développé pour rechercher des pulsations dans les sources observées par l'expérience COS-B (? , ?). Il se base sur le spectre de puissance de Fourier des phases Φ_j calculées pour chacun des N photons, en utilisant les m premières harmoniques.

$$Z_m^2 = \frac{2}{N} \sum_{k=1}^m \left(\sum_{j=1}^N \cos k \Phi_j \right)^2 + \left(\sum_{j=1}^N \sin k \Phi_j \right)^2 \quad (2.24)$$

On peut montrer que la variable aléatoire Z_m^2 varie comme un χ^2 avec $2m$ degrés de liberté. L'avantage de ce test par rapport à un χ^2 classique est qu'il ne dépend pas du nombre d'intervalles utilisés pour construire la courbe de lumière. En revanche, ce test est sensible à l'harmonique m choisie. Une harmonique élevée sera plus efficace pour un pic étroit alors que pour un pic plus large le test sera plus puissant avec une harmonique plus petite.

H-Test

Le H-test, introduit par (? , ?), est un test statistique basé sur le test Z_m^2 ci-dessus et qui propose de chercher la valeur de l'harmonique m pour laquelle le test est le plus efficace.

$$H = \text{Max}_{0 < m < 20} (Z_m^2 - 4m + 4) \quad (2.25)$$

La densité de probabilité de H pour une distribution non pulsée est donné par :

$$f(H) \sim e^{-0.4 \cdot H} \quad (2.26)$$

Une étude par tirage aléatoire de courbes de lumière selon une loi uniforme montre que cette distribution reste correcte pour des courbe de lumières de quelques dizaines d'évènements.

2.3.4.3 Chronométrie dans l'expérience H.E.S.S

Pour chaque évènement enregistré par le réseau de télescopes, le système de déclenchement central attribut un temps GPS (dans l'échelle de temps UTC), avec une précision

inférieure à $2 \mu\text{s}$ (? , ?). Nous devons transformer ce temps en un temps barycentré. Pour cela, après avoir transformé ce temps dans l'échelle TT, on utilise les coordonnées géocentriques de l'observatoire H.E.S.S. ($x = 5622482.97306$, $y = 1665479.05208$ $z = -2505117.13172$) et la position de la Terre pour calculer le temps d'arrivée du photon, ramené au barycentre du système solaire. On applique ensuite les corrections nécessaires grâce à un plugin du programme TEMPO2 adapté au format des données de l'expérience H.E.S.S. permettant de calculer la phase correspondant à chaque événement à partir des éphémérides du pulsar.

La précision de la datation des évènements par le système de déclenchement central ainsi que la validité du calcul de la phase ont été évaluées à partir des pulsations optiques du pulsar du Crabe, observées avec le réseau H.E.S.S. (? , ?).

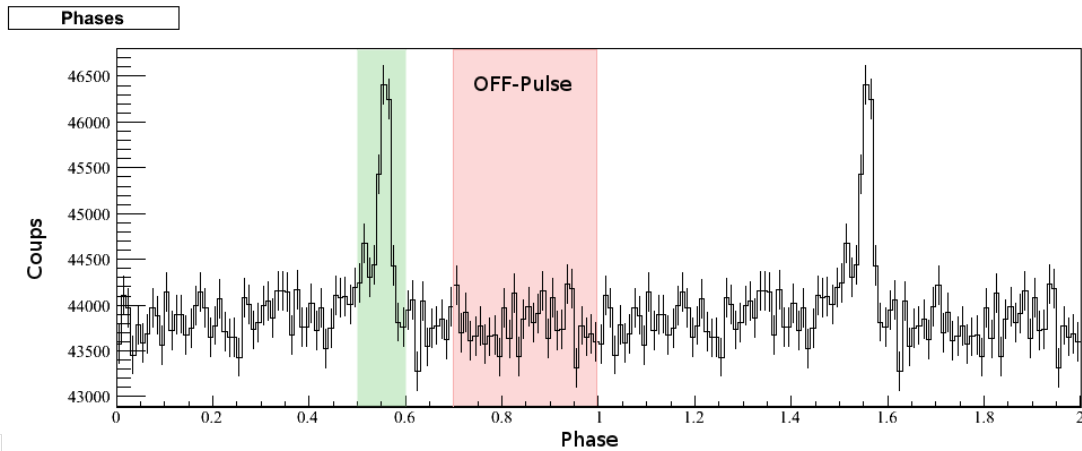


FIGURE 2.14: Phasogramme du pulsar de Vela vu par H.E.S.S. II (voir chap 5). La région ON-pulse, contenant le signal à extraire est marquée en vert, la région OFF-pulse utilisée pour la soustraction du fond est indiquée en rouge.

2.3.4.4 Analyse de flux pulsés

Pour l'observation et l'analyse des pulsars on peut supposer qu'il existe une portion de la phase où la source est silencieuse que l'on appellera OFF-pulse (en rouge sur la figure 4.5). On peut alors estimer le fond directement sur la région ON du champ de vue durant cette portion de phase.

Il est important de noter que dans le cas des méthodes d'estimation du fond sur une région OFF décrite précédemment, il peut exister un écart entre le fond mesuré sur la région OFF et le fond réel présent sur la région ON, cet écart pouvant être induit par la présence des étoiles du champ de vue, ou encore des inhomogénéités dans la caméra. Cet écart peut alors conduire à des erreurs systématiques. Ces erreurs sont particulièrement

importantes lors de l'observation de photons à basse énergie, notamment en mode mono, ou pour les sources avec un faible rapport signal sur bruit.

L'estimation du bruit de fond sur la même région que le signal durant la période OFF-pulse nous libère de ces effets systématiques. Elle est bien plus robuste que les autres méthodes et nous permet de repousser le seuil de l'instrument aux plus basses énergies, et de potentiellement détecter des sources plus faibles que les sources non pulsées. Remarquons que cette méthode permet également de se défaire d'un bruit de fond de photon γ non pulsé provenant de la même région que la source (la nébuleuse associée au pulsar par exemple).

Dans la pratique, les calculs de l'excès, de la significativité, des cartes et des spectres se déroule de la même manière que décrit précédemment pour les sources classiques, à la seule différence du facteur α , qui est dans ce cas le rapport de la mesure des intervalles de phases ON-Pulse et OFF-Pulse :

$$\alpha = \frac{\mu([\text{ON-pulse}])}{\mu([\text{OFF-pulse}])} \quad (2.27)$$

La production de cartes pulsées est largement simplifiée au regard de la procédure habituelle, la carte d'excès pulsé étant naturellement la soustraction des cartes ON et OFF, le calcul de l'acceptance n'est plus nécessaire.

Nous utiliserons ces méthodes au chapitre 5 pour l'analyse des données du pulsar de Vela.

Chapitre 3

H.E.S.S.-II en mode mono

3.1 Introduction

Avec une surface de collecte près de six fois supérieure à celle des télescopes du réseau H.E.S.S. I, CT5 peut détecter des gerbes de particules bien plus faibles que les autres télescopes du réseau. De plus, la caméra du cinquième télescope est dotée d'une électronique rapide qui lui permet de lire et enregistrer les images à une cadence plus importante que celle des autres télescopes. En conséquence, une large fraction des événements ($\sim 90\%$) n'est détectée que par ce télescope et doit recevoir un traitement particulier. Cette classe d'événements contient des photons γ de plus basse énergie que ceux détectés par un ou plus des autres télescopes du réseau, mais compte aussi un bruit de fond très élevé difficile à maîtriser.

Dans ce chapitre, nous décrivons une méthode d'analyse spécialement conçue pour l'étude des pulsars aux énergies comprises entre ~ 20 et 100 GeV. Soustraire le bruit de fond sur la même région du champ de vue que celle où sont prises les données, sur un intervalle de temps inférieur à la seconde, nous donne une solution avantageuse pour s'affranchir d'une partie importante des erreurs systématiques sur l'estimation du bruit de fond. Ceci nous permet en conséquence de repousser les limites de l'instrument, et de baisser le seuil de l'analyse à moins d'une vingtaine de GeV. Ce nouveau seuil en énergie recouvrant la gamme d'énergie du télescope *Fermi*-LAT, nous pouvons alors comparer les résultats obtenus avec ceux de cet autre instrument, ce qui donne une occasion unique de comprendre l'instrument aux frontières de ses capacités.

Cette méthode d'analyse des événements à un télescope s'inscrit dans le cadre de l'analyse APC-MVA et utilise les outils d'analyse multivariée du package TMVA de l'environnement ROOT. Les réseaux de neurones (MLP) sont utilisés pour la reconstruction de la direction et de l'énergie du photon incident et les arbres de décision boostés (BDT) sont utilisés pour la discrimination hadron/ γ où sont inclus les paramètres de la gerbe reconstruite à l'aide du Model3D (voir section 2.2.3.1)

3.2 Entraînement d'un réseau de neurones pour la reconstruction des événements

Sans avoir recours à la stéréoscopie, la reconstruction des paramètres physiques de la gerbe comme le pied de gerbe ou la direction du photon incident se fait à partir d'une seule image. Ces paramètres ne peuvent plus en conséquence être reconstruits par l'intersection des axes principaux des images (voir section 2.2.2.3). Il a donc été décidé d'avoir recours à l'utilisation d'un réseau de neurones.

L'entraînement de ce dernier est effectué à l'aide de données simulées numériquement. Celles-ci sont simulées à l'aide de la chaîne `Corsika + SimTelArray` pour un offset de 0.5° et à une efficacité optique de 80% (correspondant à celle de CT5 pendant sa phase de mise en exploitation) pour une série d'angles zénithaux de 0, 20, 30, 40, 45, 50 et 55° . Pour chaque angle zénithal, on effectue une régression sur 20000 événements, puis on teste l'efficacité de la reconstruction sur une population témoin.

3.2.1 Reconstruction de la direction

La reconstruction de la direction repose sur l'estimation de la distance entre le barycentre de l'image et la position de la source dans le repère de la caméra, appelée distance nominale (δ , calculée en radians). Une fois cette distance estimée, on suppose que la source se trouve sur l'axe principale de l'image, vers l'intérieur du champ de vue. Cette hypothèse permet d'améliorer l'efficacité de reconstruction au détriment d'un bruit de fond plus élevé. Une étude a montré que cette procédure aboutit globalement à une meilleure sensibilité.

3.2.1.1 Principe de la reconstruction

Les moments de Hillas de l'image de la gerbe nous donnent l'axe principal de l'ellipse sur lequel se trouve la position de la source dans le cas idéal. La figure 3.1 montre le

principe de la reconstruction de δ dans un cas simplifié où la source du photon γ se trouve sur l'axe de la direction pointée par le télescope, coïncidant elle même avec le zénith. Le but de l'exercice étant de trouver une relation entre les paramètres de Hillas (définis dans la section 2.2.2.2) et la distance nominale δ .

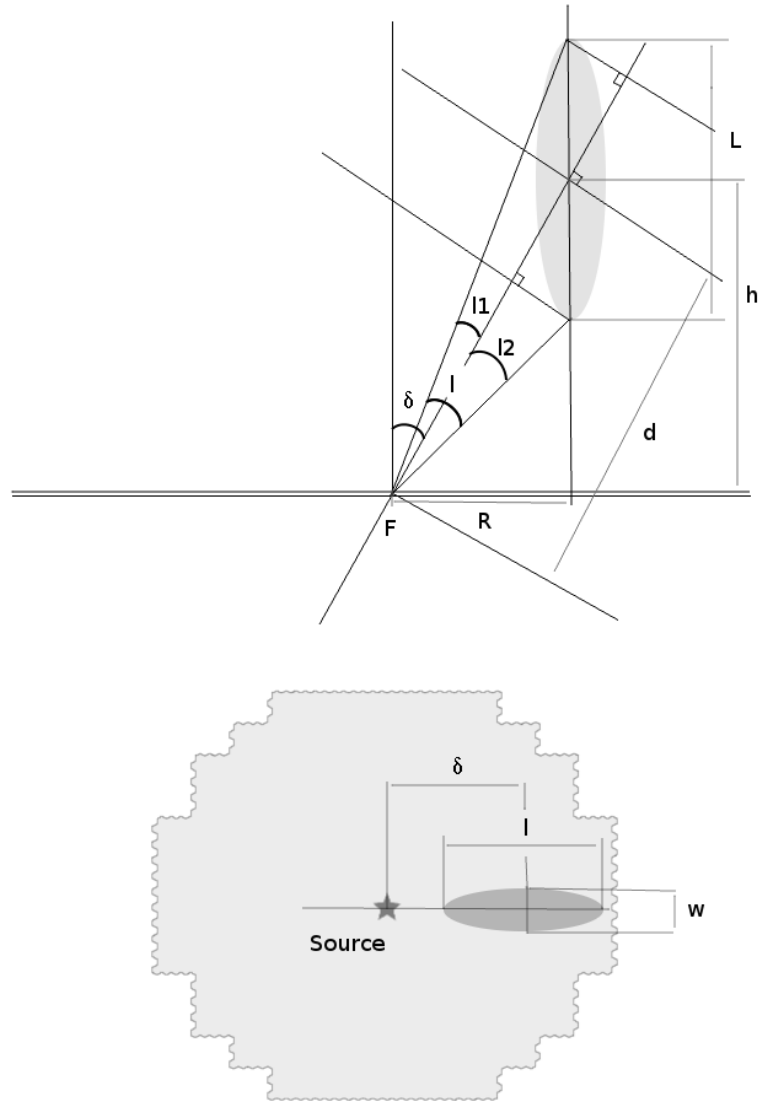


FIGURE 3.1: Schéma de la reconstruction de la distance nominale δ dans un cas simple. Le point F représente la focale de la caméra, les distances R, h et L représentent respectivement la distance du pied de gerbe, l'altitude du maximum de gerbe et la longueur du développement longitudinal de la gerbe. La figure du haut représente une vue en coupe de l'observation d'une gerbe par un télescope (l'échelle n'est pas respectée) et celle du bas, l'image obtenue dans la caméra.

On peut montrer que dans ce cas, on a :

$$\tan l_1 = \frac{L}{2} \sin \delta \frac{1}{d + \frac{L}{2} \cos \delta} \quad (3.1)$$

et

$$\tan l_2 = \frac{L}{2} \sin \delta \frac{1}{d - \frac{L}{2} \cos \delta} \quad (3.2)$$

soit

$$\tan l_1 + \tan l_2 = \frac{dL \sin \delta}{d^2 - \frac{L^2}{4} \cos^2 \delta} \quad (3.3)$$

et si on considère $d \gg L$

$$\tan l \approx \frac{L \sin \delta}{d} \quad (3.4)$$

où L représente la longueur du développement longitudinal de la gerbe, et $d = \sqrt{R^2 + h^2} = h / \cos \delta = R \sin \delta$, la distance entre le maximum de gerbe et le plan focal. R et h représentent respectivement la distance du pied de gerbe et l'altitude du maximum de gerbe.

Les valeurs de L , R et h sont bien sûr inconnues. Cependant on sait qu'il existe une relation entre l'ellipticité ($\frac{l}{w}$) de la gerbe observée et la longueur réelle de la gerbe, de plus la distance R dépend de la charge de l'image. Dans des conditions réelles d'observation, le télescope ne pointe pas vers le zénith et il existe un décalage entre le centre de la caméra et la position de la source observée (*offset*) rendant la reconstruction analytique bien plus complexe. La figure 3.2 montre la corrélation entre l'ellipticité et la distance nominale évaluée à partir de simulations numériques.

3.2.1.2 Entraînement du réseau de neurones

On a vu qu'il est raisonnable de supposer que la distance nominale δ soit fonction de la charge et de deux des paramètres de Hillas du second ordre : la longueur l et la largeur w , mais aussi de deux paramètres du troisième et quatrième ordres : l'asymétrie (*skewness*) et le coefficient d'aplatissement (*Kurtosis*).

On entraîne alors un réseau de 26 synapses pour reconstruire la distance nominale en fonction de ces paramètres. Le résultat de cette reconstruction sur une population test est montré sur la figure 3.3.

Il est important de remarquer qu'à ce stade, la position de la source est dégénérée, la distance nominale reconstruite nous donne celle entre le barycentre de l'image et la position de la source sur l'axe principal de la gerbe, mais pas la direction de cette

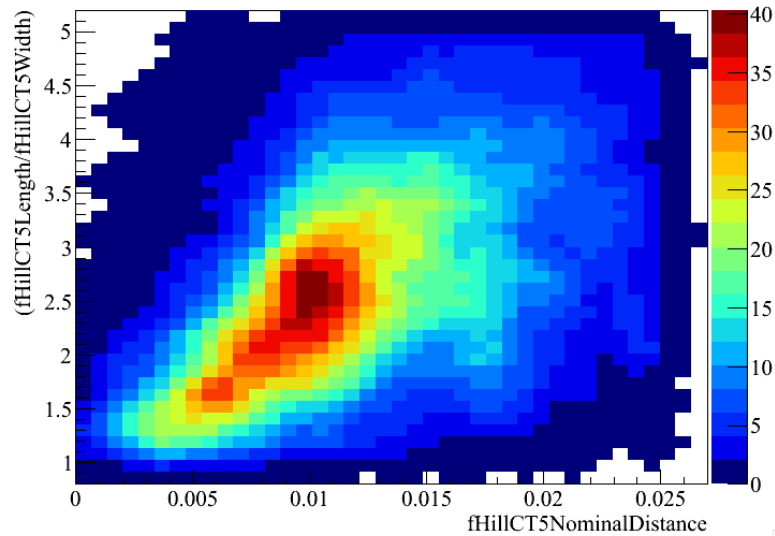


FIGURE 3.2: Distribution de l'ellipticité des images obtenues à partir de simulations numériques pour un angle zénithal de 20° en fonction de la distance entre le barycentre de l'image et la position de la source (distance nominale). Une gerbe avec une ellipticité importante a une distance δ plus grande.

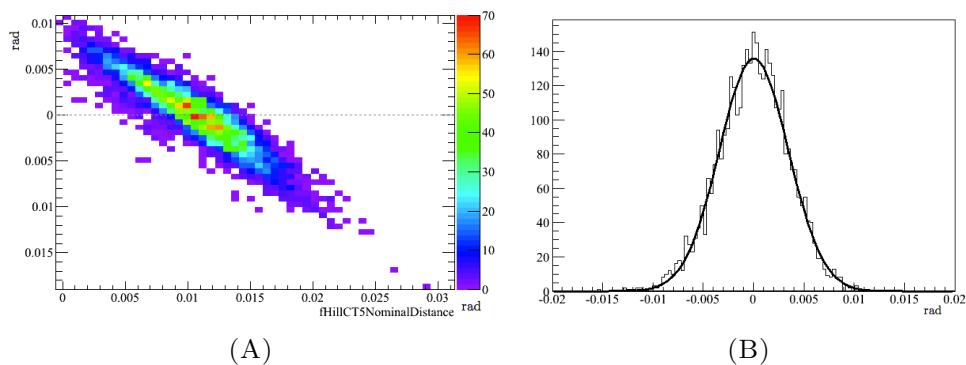


FIGURE 3.3: Efficacité du réseau de neurones sur une population test de simulations γ pour un angle zénithal de 20° .

La figure (A) montre la distribution de la différence entre la distance nominale reconstruite $\tilde{\delta}$ et la distance nominale vraie δ en fonction de cette dernière. On peut observer un biais de cette distribution. La figure (B) montre la distribution à une dimension de la différence entre la distance nominale reconstruite et la distance nominale vraie ajustée par une gaussienne d'écart type $\sigma \sim 0.0043$ rad.

position sur l'axe. Il existe donc deux possibilités pour reconstruire la direction du photon incident. Dans cette analyse nous avons pris le parti de reconstruire systématiquement la direction vers le centre de la caméra. Cette méthode présente l'avantage d'être sûre de reconstruire les évènements provenant de la source observée dans la bonne direction pour ne pas perdre de signal, mais peut créer de fortes anisotropies dans l'acceptance. Le fait que cette méthode d'analyse soit dédiée à l'observation de flux pulsés où le fond est évalué dans la même portion du champ de vue nous dispense de prendre en compte cette contrainte.

L'écart type correspondant à la reconstruction de la distance δ correspond à : $\sigma = 0.0043$ rad (0.25°). Cette erreur correspond à la reconstruction longitudinale de la direction, il vient s'ajouter à cette erreur celle correspondant à la reconstruction de l'axe de la gerbe, donné par les paramètres de Hillas, et mieux contrainte du fait du bras de levier important.

3.2.2 Reconstruction du pied de gerbe et de l'énergie

On sait que la charge mesurée dans un télescope dépend principalement de l'énergie du photon incident et du pied de gerbe, c'est à dire de la projection du maximum de gerbe dans le *repère primé* (perpendiculaire à l'axe de visée des télescopes). Aussi, pour reconstruire l'énergie du photon incident on doit en premier lieu reconstruire le pied de gerbe de l'évènement.

3.2.2.1 Principe de la méthode

La distribution des charges mesurées en fonction du pied de gerbe suit des profils différents en fonction de l'énergie du photon incident. Pour une énergie donnée, la charge reste relativement constante, augmentant même légèrement jusqu'à une certaine valeur du pied de gerbe (~ 130 m) à partir de laquelle elle commence à décroître (voir fig. 3.4). La charge mesurée est donc directement liée à l'énergie du photon incident mais dépend également du pied de gerbe. Le pied de gerbe est quant à lui fonction de la distance nominale δ , reconstruit à l'étape précédente.

3.2.2.2 Entraînement du réseau de neurones

Nous procédons de manière analogue à la méthode décrite précédemment, en considérant cette fois la dépendance du pied de gerbe à la distance nominale, illustrée dans

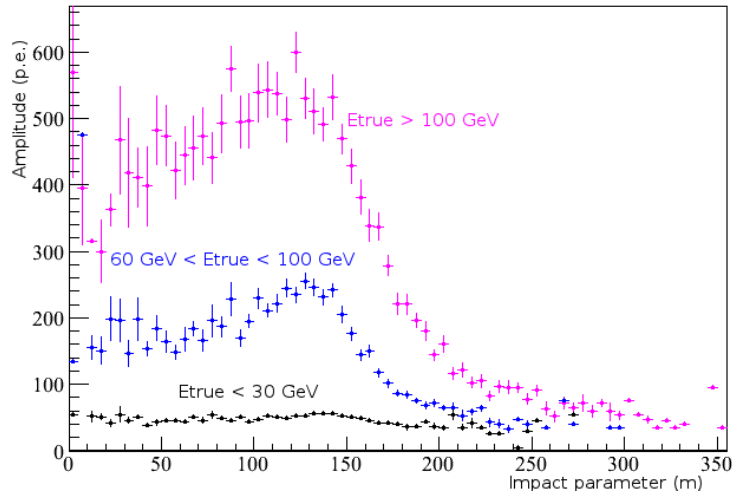


FIGURE 3.4: Profils moyens des distributions des charges mesurée pour des évènements simulés (à un angle zénithal de 20°) en fonction de la distance en fonction du pied de gerbe. Ces profils sont donné pour des énergies inférieures à 30 GeV (en noir), comprises entre 60 et 100 GeV (en bleu) et supérieures à 100 GeV (en rose).

la figure 3.5, mais également aux longueurs, largeurs et charges des images. Notons que la reconstruction du pied de gerbe se fait en utilisant la distance nominale mesurée entre le barycentre de l'image et la position de la source et non la distance $\tilde{\delta}$ estimée avec la méthode précédente. Ce choix se justifie par le fait que cette méthode d'analyse ne s'applique qu'aux sources ponctuelles dont la position est connue. Dans ces conditions la reconstruction du pied de gerbe n'est efficace que pour les photons provenant effectivement de la source. Le résultat de cette reconstruction est montré sur la figure 3.6.

Un autre réseau de neurones est enfin entraîné pour reconstruire l'énergie du photon incident à partir du pied de gerbe, mais également de la charge, longueur et largeur des images. Le résultat de cette reconstruction est montré sur la figure ??.

3.3 Discrimination du fond hadronique

Si la discrimination du fond hadronique est un élément capital de l'astronomie Čerenkov, la suppression de ce fond est un problème autrement plus ardu pour une analyse à un seul télescope¹. Nous devons faire face ici à un problème multiple. En premier lieu, la discrimination du fond hadronique est d'autant plus difficile que nous n'avons pas recours à la stéréoscopie pour reconstruire avec précision les caractéristiques de la gerbe (pied de gerbe, énergie...) qui sont de précieux atouts pour la discrimination.

1. Comme cela avait été le cas avec la génération de télescope précédente comme Whipple ou CAT.

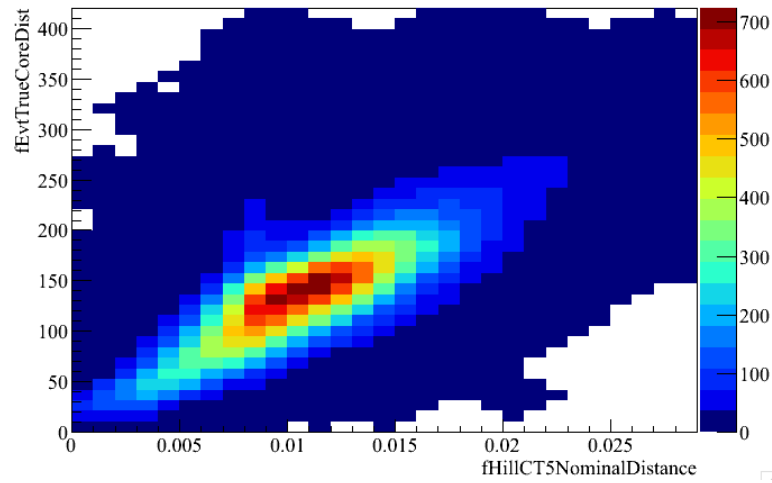


FIGURE 3.5: Distribution du pied de gerbe d'événements simulés (pour un angle zénithal de 20°) en fonction de la distance nominale. Une nette corrélation est attendue et visible.

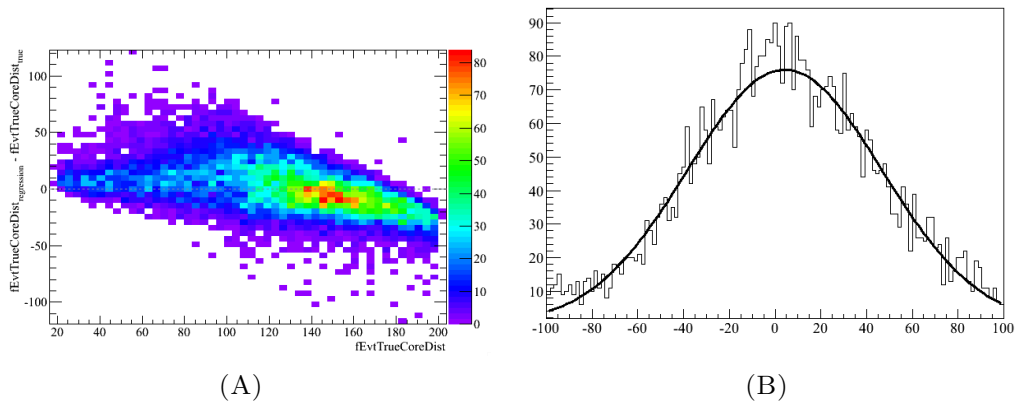


FIGURE 3.6: Efficacité du réseau de neurones sur une population test de simulation d'événements γ pour un angle zénithal de 20° .

La figure A montre la distribution de la différence entre le pied de gerbe reconstruit et le pied de gerbe vrai en fonction de ce dernier. La figure B montre la distribution à une dimension de la différence entre le pied de gerbe reconstruit et le pied de gerbe vrai ajusté par une gaussienne d'écart type $\sigma \sim 40$ m.

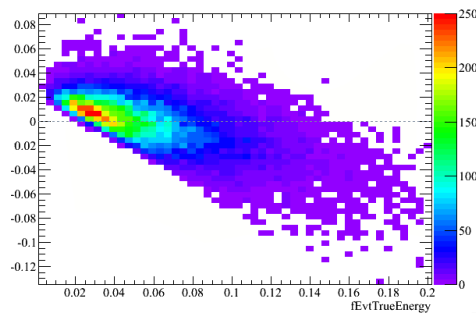


FIGURE 3.7: Distribution de la différence entre l'énergie reconstruite et l'énergie vraie en fonction de l'énergie vraie.

De plus, nous avons affaire ici à des gerbes de faible énergie, soumise de ce fait à plus de fluctuations, les rendant plus difficiles à distinguer des hadrons. De plus, du fait de l'indice plus élevé ($\gamma \sim 3.3$) du spectre des électrons cosmiques, le bruit de fond d'origine électronique devient lui aussi plus important ; or les cascades initiées par des électrons sont des gerbes électromagnétiques presque identiques à celles induites par des photons gamma (du moins à ces énergies²). Enfin, le haut niveau de fond est également artificiellement augmenté par le parti pris de reconstruire systématiquement la direction vers le centre de la caméra. En conséquence, nous devons affronter un bruit de fond à la fois plus important et plus difficile à identifier que pour les analyses de type stéréo ou hybride.

Si les difficultés de discrimination du fond conduisent à un rapport signal sur bruit relativement faible, le niveau du bruit de fond est assez bien maîtrisé dans le cadre d'une analyse de flux pulsé. En effet, le flux de cosmiques passant les coupures est évalué sur la même région que le signal avec une fréquence élevée, et peut donc être mesuré avec précision.

Pour éliminer le maximum d'évènements d'origine hadronique tout en supprimant un minimum d'évènements γ nous avons décidé d'avoir recours à une méthode de classement de type "arbre de décision boosté" (BDT) du package TMVA de l'environnement ROOT.

3.3.1 Choix des variables discriminantes

Assez naturellement, le choix des variables discriminantes a été réalisé en prenant en compte les différences morphologiques entre les gerbes initiées par des hadrons et des photons γ , les gerbes hadroniques ayant un moment transverse plus important, et une altitude de première interaction plus faible que les gerbes γ . Ces variables sont au nombre de 7 :

- la largeur Hillas et Model3D w et w_{3D} ,
- la longueur Hillas et Model3D l et l_{3D} ,
- l'erreur sur la largeur dans le Model3D,
- la profondeur d'atmosphère normalisée du maximum de gerbe dans le Model3D $X_{3D_{max}}$,
- le logarithme du nombre de photons dans le model3D.

2. Les gerbes initiées par des électrons sont produites en moyenne à plus haute altitude que celles produites par des γ . Ces différences sont relativement ténues et ne peuvent pas être observées pour des gerbes de faible intensité.

Les distributions de ces variables pour des simulations numériques de photons γ (en bleu) et des données prises sur une région sans source (hachuré rouge) sont montrées sur la figure 3.8.

3.3.2 Efficacité de discrimination

Pour exploiter au maximum le pouvoir discriminant des variables présentées dans le paragraphe précédent, nous avons recours à une méthode de classification multivariée non paramétrique. Nous avons choisi d'utiliser la méthode BDT, particulièrement adaptée pour les problèmes de classification binaire et capable de gérer des variables dont le pouvoir discriminant varie selon les conditions d'observation. De plus, cet algorithme bénéficie d'une bonne rapidité d'exécution, nécessaire lorsque que nous devons traiter un grand nombre d'événements. Lors de la phase d'entraînement, l'algorithme génère une forêt d'arbres de décision qui utilisent les variables de discrimination pour attribuer une note à chaque événement en fonction de ces variables. Cette note, appelée ζ rend compte du caractère "candidat gamma" de l'événement. Les performances du classificateur sont ensuite évaluées sur un lot de données test en fonction d'une coupure notée ζ^* sur la distribution de ζ dans le but de déterminer la valeur optimale de la coupure ζ^* .

L'entraînement de l'algorithme a été réalisé à l'aide de simulations de gerbes électromagnétiques pour les données correspondant au signal, et des données prises sur une région sans source pour les données correspondant au bruit de fond. On peut voir les efficacités du classificateur sur la figure 3.9A exprimées comme efficacités de sélection du signal et du fond, mais également de la pureté du signal et du rapport $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$.

La figure 3.9B montre la distribution de ζ pour les événements du fond (en rouge hachuré) et du signal (en bleu). Les histogrammes se rapportent aux données du lot d'événements test et les points au lot d'événements utilisés pour la reconstruction. La superposition des distributions pour l'entraînement et le test de l'algorithme est nécessaire pour vérifier que l'on ne se trouve pas en régime de surentraînement.

3.4 Performances

Une bonne connaissance des fonctions de réponse de l'instrument, particulièrement la surface efficace ainsi que les résolutions et biais de l'énergie, est nécessaire pour la reconstruction du spectre des sources observées. Ces fonctions sont évaluées à partir de simulations numériques à énergies fixes (19 bandes logarithmiques, de 5 GeV à 20 TeV)

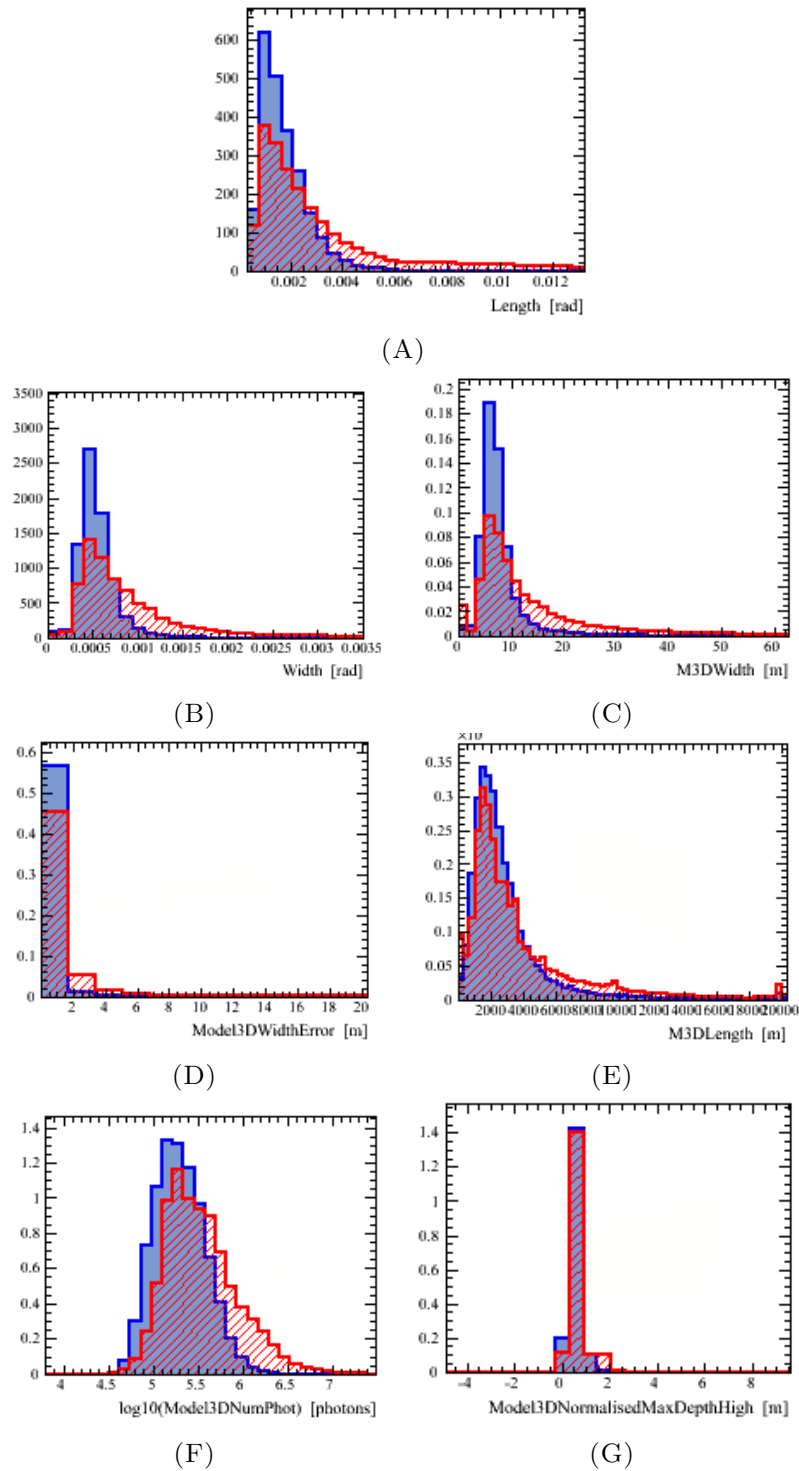


FIGURE 3.8: Distributions des variables utilisées pour la discrimination pour un lot test de simulation γ généré pour un angle zénithal de 20° selon une loi de puissance d'indice -2 (en bleu) et de bruit de fond réel provenant de données acquises sur une portion du champ de vue sans source au voisinage du blazar PKS 2155-304 à un angle zénithal de 25° (en rouge hachuré).

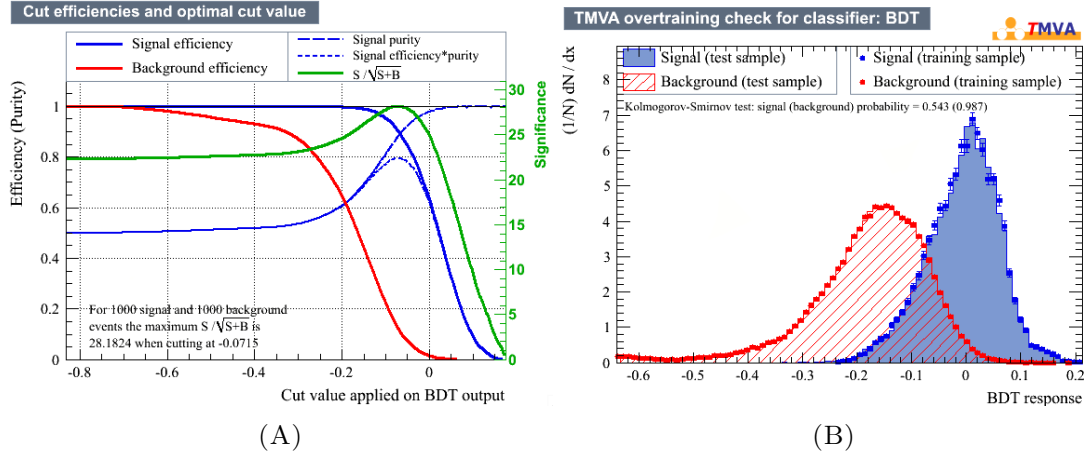


FIGURE 3.9: La figure 3.9A présente les efficacités du classificateur exprimées comme efficacité de sélection du signal (en bleu) et du fond (en rouge), mais également de la pureté du signal (ligne segmentée bleu) et du rapport $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ (en vert). La figure 3.9B montre la distribution de ζ pour les événements du fond (en rouge hachuré) et du signal (en bleu). les histogrammes se rapportent aux données du lot d'évènements test et les points au lot d'évènements utilisés pour la reconstruction.

pour sept bandes en angle zénithal. Les énergies des photons utilisés pour la production des fonctions de réponse de l'analyse sont : 0.005, 0.008, 0.0125, 0.02, 0.03, 0.05, 0.08, 0.125, 0.2, 0.3, 0.5, 0.8, 1.25, 2, 3, 5, 8, 12.5 et 20 TeV. Cependant, l'entraînement des réseaux de neurones ayant été réalisé avec des photons de faible énergie (< 200 GeV), les efficacités chutent assez rapidement au delà d'une centaine de GeV et les fonctions de réponse n'ont pas beaucoup de sens au-delà de ces énergies.

3.4.1 Fonctions de réponses de l'analyse

La résolution angulaire de l'instrument est exprimée par la fonction d'étalement du point (PSF³) qui représente la réponse de la méthode d'analyse à une source ponctuelle. Elle est évaluée en observant la distribution du carré de la différence entre la direction vraie et la direction reconstruite (θ^2) en fin de la chaîne d'analyse. La figure 3.10 montre la distribution angulaire reconstruite évaluée à partir de simulations numériques. Le rayon de 68 % de confinement mesuré est de $\theta^2 \sim 0.009$, ce qui correspond à une PSF à 68% de 0.3 degrés.

Les surfaces efficaces en fonction de l'énergie vraie, $\mathcal{A}(E, \theta, \delta, \epsilon)$, correspondent au rapport du nombre d'évènements simulés sur le nombre d'évènements passant les coupures. Ces surfaces sont présentées pour six angles zénithaux dans la figure 3.11. La fonction de résolution en énergie, $\mathcal{R}(E, \theta, \delta, \epsilon)$, et le biais associé, $\mathcal{B}(E, \theta, \delta, \epsilon)$, sont déduits de la distribution du rapport entre l'énergie reconstruite (\tilde{E}) et l'énergie simulée $\ln(\tilde{E}/E)$.

3. Point Spread Function en anglais

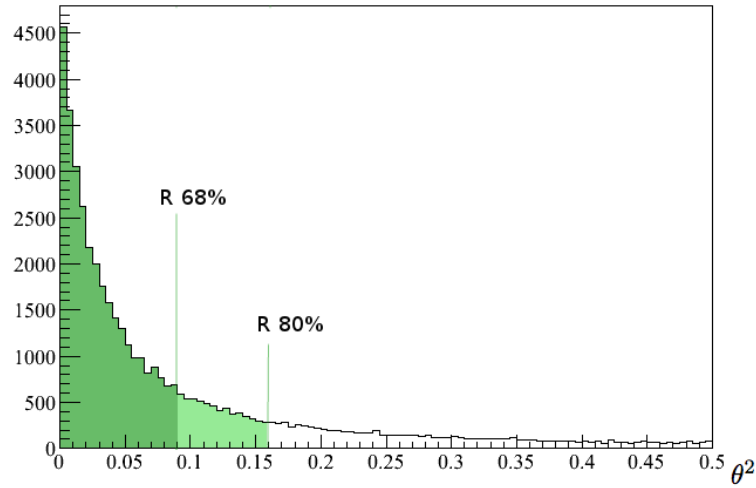


FIGURE 3.10: Distribution du carré de la différence entre la position de la source et la position reconstruite dans le champ de vue des événements. Elle est évaluée ici à partir de simulations numériques pour un angle zénithal de 20° selon une loi de puissance d'indice -2 . 68% des événements sont reconstruits à moins de 0.3° de la source et 80% des événements sont reconstruits à moins de 0.4° .

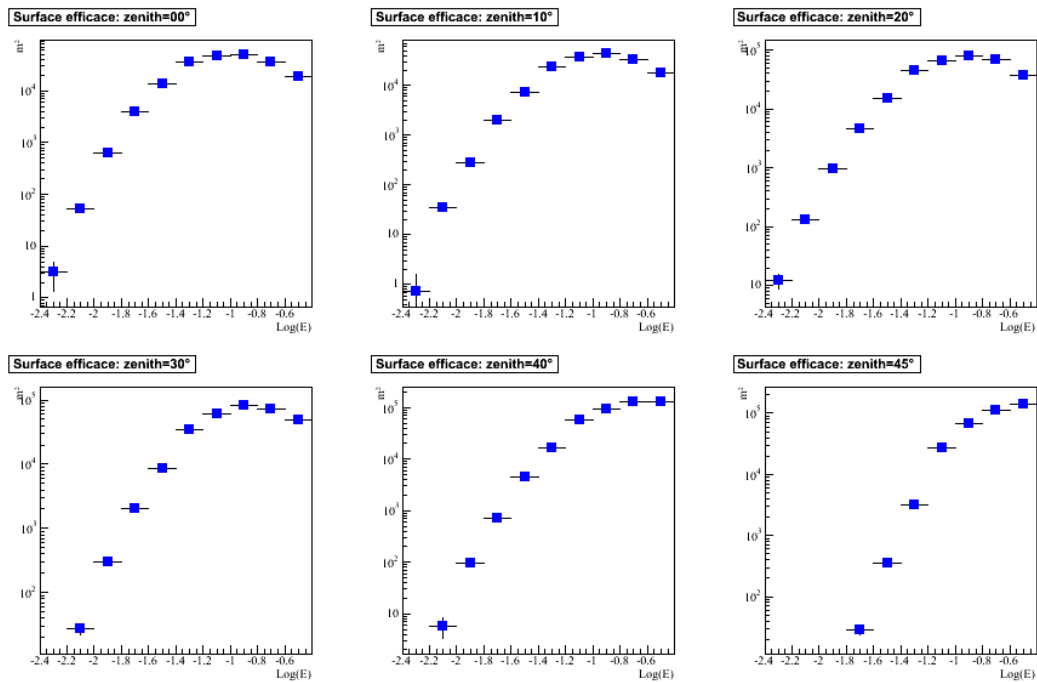


FIGURE 3.11: Estimation des surfaces efficaces en fonction de l'énergie pour des angles zénithaux de 0° , 10° , 20° , 30° , 40° et 45° .

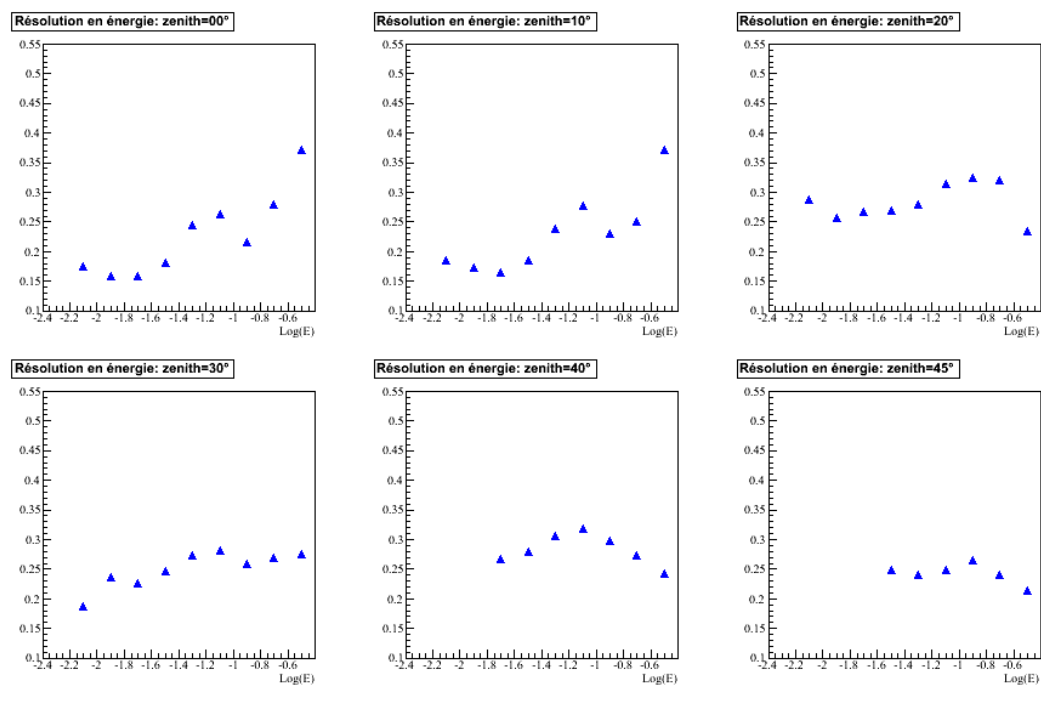


FIGURE 3.12: Estimation de la dispersion en énergie en fonction de l'énergie vraie pour des angles zénithaux de 0, 10, 20, 30, 40 et 45°.

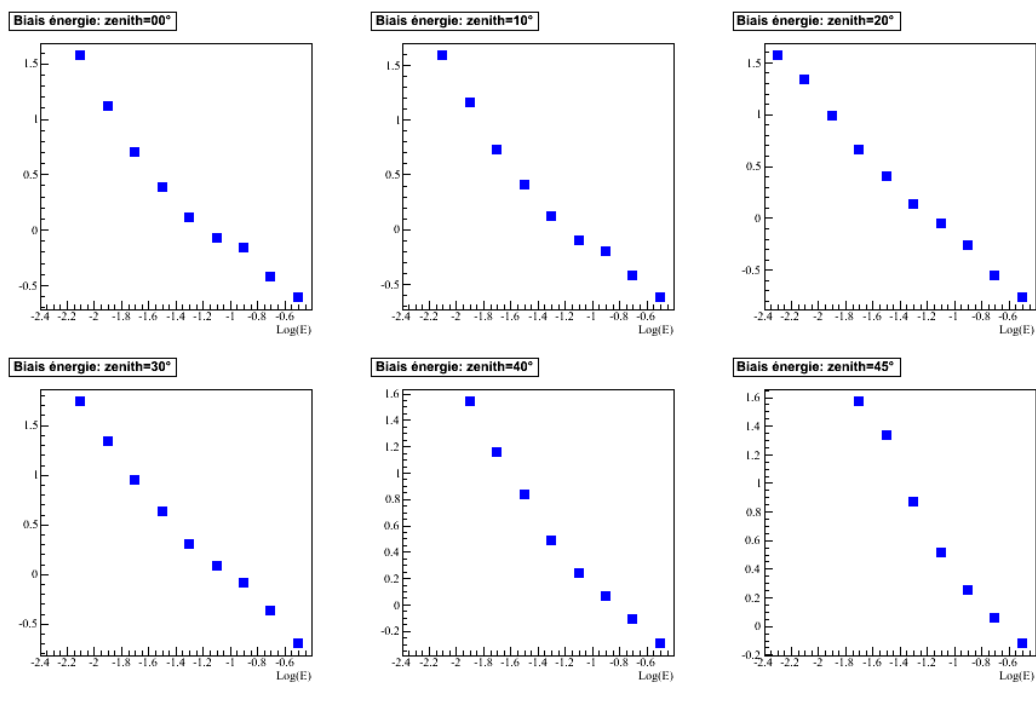


FIGURE 3.13: Estimation du biais associé à la reconstruction de l'énergie en fonction de l'énergie vraie pour des angles zénithaux de 0, 10, 20, 30, 40 et 45°.

Ces distributions sont ajustées par une fonction gaussienne, les écarts types et espérances de ces ajustements sont présentés dans les figures 3.12 et 3.13 pour différents angles zénithaux.

Si la reconstruction de la direction donne des résultats très honorables, nous sommes obligés de constater que celle de l'énergie, avec un étalement de 20-30 %, un biais de plus de 100% pour les plus basses énergies et de plus de 50% pour les plus hautes, est beaucoup moins bonne. Grâce à la technique du *forward folding*, décrite dans la section 2.3.3, ce biais est bien pris en compte lors de la reconstruction spectrale et les erreurs systématiques lors de la reconstruction spectrale restent faibles, en particulier pour des formes spectrales simples comme la loi de puissance. Remarquons tout de même que ces erreurs systématiques augmentent à mesure que l'on s'approche du seuil de l'instrument. Dans ces gammes d'énergies, où le biais de la reconstruction en énergie devient très important, la surface efficace est très sensible et de petites fluctuations peuvent faire varier l'énergie seuil de détection de façon importante. Il faut alors définir un seuil de sécurité, supérieur au seuil de détection de l'instrument, pour se mettre à l'abri des erreurs induites par les fluctuations de ce dernier.

Pour certaines énergies ($\gtrsim 100$ GeV) et certains angles zénithaux, il arrive que la distribution de l'énergie ne suive pas parfaitement une distribution gaussienne (voir fig. 3.14). On peut voir l'apparition d'épaule ou de queue non gaussienne pouvant introduire des biais systématiques. Il faut donc également considérer avec prudence les hautes énergies lors de la reconstruction spectrale. Nous nous limiterons aux énergie < 120 GeV dans la suite.

3.4.2 Résultats sur des données réelles

Une chance fantastique dans la mise au point de cette analyse fut de pouvoir analyser les données prises sur le pulsar de Vela (les détails de cette analyse sont présentés dans le chapitre 5.2). Cette source étant très brillante dans la gamme d'énergie de cette analyse, nous avons pu la détecter avec une bonne significativité et comparer les résultats de ces observations avec les données du télescope LAT sur le satellite *Fermi*, sur la même gamme d'énergie. Pour cela nous avons ajusté une loi de puissance sur les données de *Fermi* au-delà de 10 GeV dans le but de tirer un lot de simulations Monte-Carlo suivant cette loi. On peut voir la comparaison entre l'énergie reconstruite des données simulées selon cette loi de puissance et l'excès de photons mesuré sur le pulsar de Vela sur la même gamme d'énergie sur la figure 3.16. Malgré les biais importants de la reconstruction en

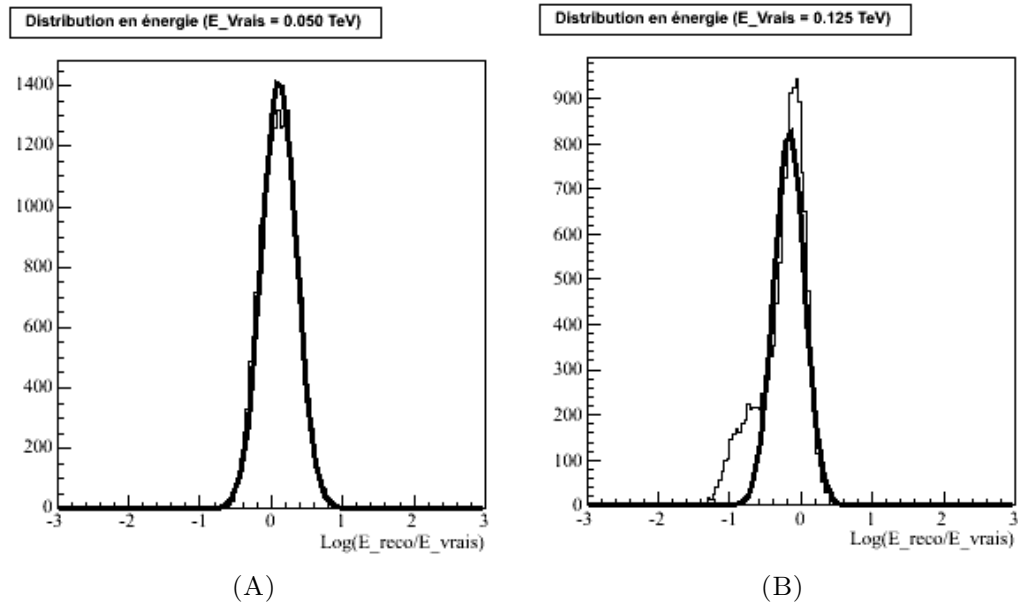


FIGURE 3.14: Distribution de l'énergie reconstruite de photons simulés 50 GeV (A) et 125 GeV (B) pour un angle zénithal de 0° . Sur la figure de gauche la distribution est très bien décrite par une loi normale, alors qu'on voit apparaître une épaule non gaussienne sur la figure de droite.

énergie, le fait que les distributions obtenues pour des photons simulés et mesurés soient compatibles nous montre que ce biais est bien maîtrisé.

3.5 Notes finales et perspectives

Depuis l'ajout du cinquième télescope au réseau, une large majorité des événements est détectée par ce seul télescope. Ces événements sont dominés par le bruit de fond et contiennent des événements γ de basse énergie. Une analyse relativement simple, comme celle présentée dans ce chapitre, permet de traiter ces événements en repoussant les limites de l'instrument dans ses derniers retranchements et d'observer des photons provenant de sources pulsées d'une dizaine de GeV. L'opportunité de pouvoir analyser une source brillante comme le pulsar de Vela, nous a permis de mieux comprendre l'instrument proche de son seuil et il est raisonnable de penser que cette source sera un étalon de choix pour les méthodes d'analyse et expériences futures s'aventurant dans cette gamme d'énergie.

Cette analyse, bien que présentant des performances dépassant nos prévisions, est encore préliminaire et est sujette à de nombreux perfectionnements. Au-delà de son extension, grâce à des simulations plus fournies, à d'autres offsets, différentes pistes

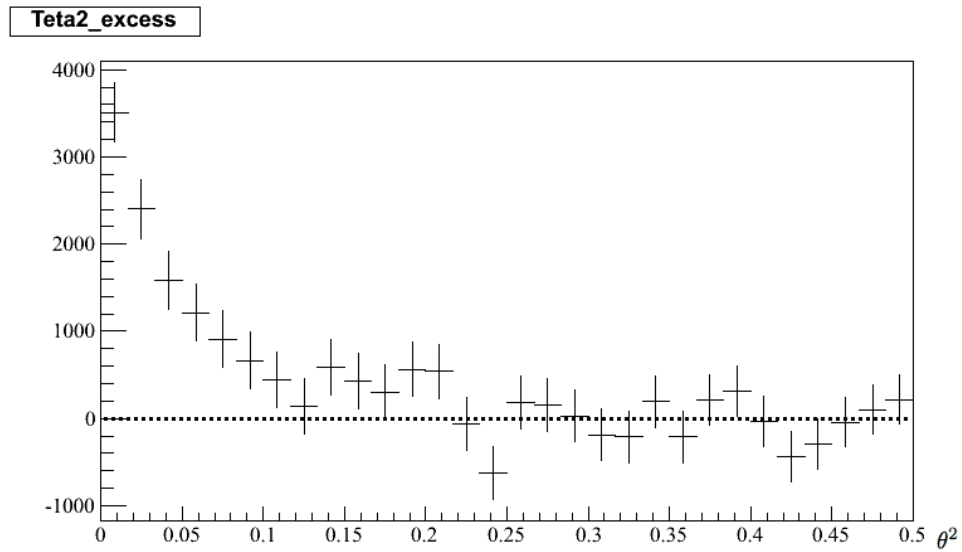


FIGURE 3.15: Distribution du carré de la différence entre la position du pulsar de Vela et la position reconstruite des événements en excès (après soustraction du fond) extraite des données prises sur le pulsar. Les distributions obtenues sont très similaires à celles mesurées sur les simulations. 68% des événements sont reconstruits à moins de 0.3° de la source et 80% des événements sont reconstruits à moins de 0.4° .

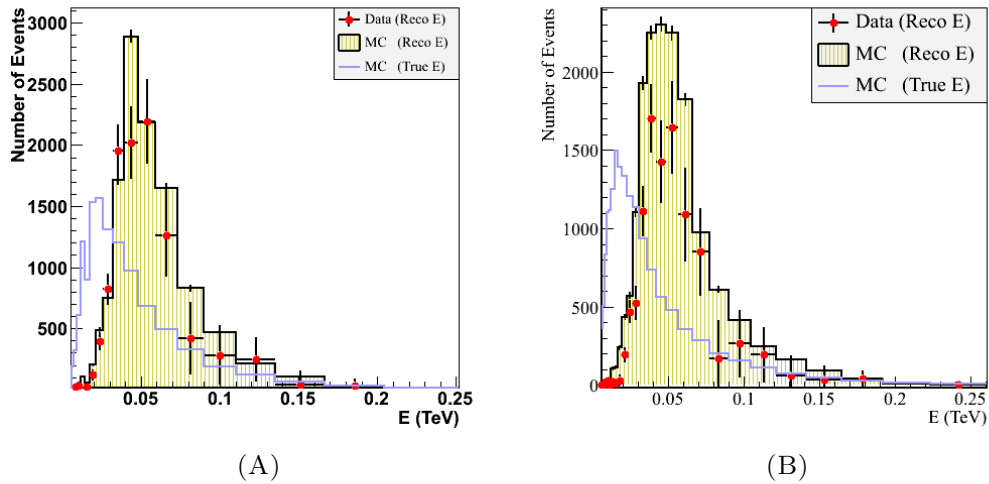


FIGURE 3.16: Comparaison des distributions d'énergie reconstruites entre des données simulées selon une loi de puissance d'indice -4.05 (histogramme jaune) et l'excès de photons mesuré sur le pulsar de Vela (points rouges). Les simulations proviennent de chaînes *Corsika + SimTelArray* (utilisés dans cette analyse) pour la figure de gauche et *Kaskade + Smash* pour celle de droite. L'énergie vraie, tirée par les simulations, est indiquée en bleu ciel sur les figures.

permettraient d'améliorer significativement la résolution angulaire ou la reconstruction de l'énergie.

On peut remarquer sur la figure 3.11 que la surface efficace chute au-delà d'une centaine de GeV. A partir de ces énergies, les gerbes ont plus de chance de déclencher d'autres télescopes et l'analyse hybride devrait pouvoir prendre le relais. Pour ces énergies, les évènements hybrides sont dominés par des évènements à deux télescopes (dont CT5). Si la stéréo apporte un bénéfice indéniable, il est cependant parfois difficile de reconstruire correctement ces évènements en utilisant les techniques de stéréoscopie classiques. Il peut être intéressant de combiner les méthodes développées pour la reconstruction mono aux méthodes d'analyses hybrides. Par exemple, la présence d'une image dans un autre télescope, même très faible, permettrait de lever la dégénérescence sur la direction lors de la reconstruction de la direction. Une telle analyse nous permettrait alors de tirer tout le profit de CT5 pour cette classe d'évènements et d'avoir une reconstruction plus efficace dans un régime intermédiaire entre les plus basses et les plus hautes énergies.

Chapitre 4

Analyse de pulsars jeunes avec l'instrument *Fermi*-LAT

Le *Fermi*-LAT a révolutionné la connaissance que nous avons des pulsars gamma en faisant passer le nombre d'individus de 7 à plus de 150, dont environ un tiers n'était tout simplement pas connu en tant que pulsars et a été découvert par des recherches de pulsations en aveugle. Cette large population a permis l'étude statistique de ces objets et permet de tester les modèles d'émission existants : par l'étude de leurs courbes de lumière, en comparant la distribution de divers paramètres comme le retard entre les pulsations radio et gamma ou entre les deux pics gamma pour les modèles et les données, mais également en considérant la distribution spectrale du rayonnement. En particulier la non-observation de coupures super-exponentielles dans le spectre des pulsars a définitivement clos le dossier du modèle des calottes polaires pour l'émission γ . Nous présenterons ici les caractéristiques de l'instrument ainsi que les résultats obtenus sur quelques pulsars jeunes et brillants.

4.1 L'instrument embarqué *Fermi*-LAT

Le satellite *Fermi* fut lancé le 11 juin 2008, avec à son bord le *Large Area Telescope* (LAT) et le *Gamma-ray Burst Monitor* (GBM). Ce dernier est dédié à la détection des sursauts gamma entre ~ 10 keV et ~ 30 MeV ; il ne sera question dans ce qui suit que du premier instrument dédié à l'observation du ciel γ entre 20 MeV et plus de 300 GeV.

4.1.1 Le *Large Area Telescope*

L'instrument *Fermi*-LAT est un télescope, construit comme un détecteur de particules, qui permet de mesurer la direction, l'énergie et le temps d'arrivée des photons (et des particules chargées) dans la gamme d'énergie allant de 20 MeV à plus de 300 GeV. Il possède un très grand champ de vue de 2,4 sr, soit 20% du ciel, et a la particularité de fonctionner principalement en mode balayage. Placé sur une orbite basse, quasi-circulaire, à environ 565 km d'altitude et 25,6° d'inclinaison, il possède une période orbitale de 95 minutes, ce qui lui permet de couvrir la totalité du ciel en trois heures. Il est également possible de modifier la direction de visée du télescope pour observer des phénomènes transitoires (sursauts gamma, éruptions...).

Le LAT est composé de trois éléments principaux : un trajectographe pour reconstruire la direction du photon incident, un calorimètre pour en mesurer l'énergie et un bouclier anti-coïncidence pour rejeter le bruit de fond dû aux rayons cosmiques.

4.1.1.1 Le trajectographe

Le trajectographe a pour but de déterminer la direction du photon incident. Il est constitué de 4 rangées de 4 tours côte à côte. Chaque tour contient 19 plateaux constitués de deux plans croisés de détecteurs à piste de silicium (*Silicon-Strip Detectors*, SSDs) et pour 16 d'entre eux, d'une feuille de convertisseur en tungstène. Lorsque le rayon gamma frappe ces feuilles, il interagit avec le champ électromagnétique du noyau des atomes du milieu et produit une paire positron/électron qui peut de nouveau créer des γ par rayonnement de freinage créant ainsi une réaction en chaîne. La large majorité de la cascade se déroulera dans le calorimètre qui possède une plus grande densité. La trajectoire des paires de première génération est suivie dans le trajectographe grâce aux 880 000 détecteurs en silicium. Sur chaque plateau, les deux plans de SSDs mesurent respectivement la position en x et y des leptons produits par le photon γ . La position z étant fournie par la hauteur de la couche de silicium il est alors possible de suivre la trajectoire des paires produites et de reconstruire la direction du photon.

Si les photons incidents ont une faible énergie, les électrons produits auront une impulsion plus faible et seront plus affectés par le phénomène de diffusion multiple dans les feuilles de tungstène. La direction originale de la particule est donc très imprécise pour les plus basses énergies. Afin de limiter ces effets, il a été décidé de privilégier des feuilles de tungstène minces. Cependant, une grande épaisseur de tungstène apporte une plus grande probabilité d'interaction, accroissant ainsi l'efficacité du détecteur. Ainsi, le

compromis a été de placer des couches de tungstène fines (0,03 longueur de radiation) dans les 12 premiers plateaux. Pour les quatre plateaux qui suivent, elles sont plus épaisses et équivalent chacune à 0,18 longueur de radiation. Enfin, les trois derniers plateaux ne contiennent pas de tungstène. Un évènement déclenche son enregistrement s'il active au moins trois paires de couches de silicium. On distingue ici deux classes d'évènements, les évènements *front*, pour les évènements déclenchant les plaques fines, et les évènements *back* pour les évènements déclenchant les plaques épaisses.

4.1.1.2 Le calorimètre

Le calorimètre a pour objectif de mesurer l'énergie du photon incident. Il est constitué de huit couches de 12 barreaux d'iodure de césium (CsI) enrichie au thallium (Tl), placées dans la partie inférieure de chacune des tours du trajectographe et pèse environ 1,5 tonne. Les particules chargées interagissent avec les cristaux de CsI et produisent une quantité de lumière visible (par scintillation) proportionnelle à l'énergie des particules. Cette lumière est mesurée par deux paires de photodiodes situées aux extrémités de chaque barreau. L'épaisseur du calorimètre est équivalente à 8,6 longueurs de radiation. L'énergie est alors estimée en mesurant la quantité d'énergie dans chacun des cristaux selon un algorithme décrit dans (? , ?).

Les barreaux permettent également de mesurer la position des dépos d'énergie dans le calorimètre et l'information spatiale apportée par le calorimètre participe à l'algorithme de calcul des trajectoires ainsi qu'à la discrimination entre les photons et les rayons cosmiques.

La profondeur limitée du calorimètre rend plus difficile la reconstruction de l'énergie au-delà d'une trentaine de GeV pour le photon incident. Dans ce régime, moins de la moitié de la cascade est contenue dans le calorimètre. Il existe néanmoins des algorithmes de reconstruction, utilisant les corrélations entre l'énergie de fuite et celle déposée dans la dernière couche du calorimètre, qui permettent de reconstruire l'énergie du photon incident avec une précision d'environ 10 %.

4.1.1.3 Le bouclier anti-coïncidence

De manière analogue aux autres détecteurs γ , le LAT est également sensible aux particules chargées, et il est essentiellement traversé par des rayons cosmiques, les photons γ ne représentant qu'une petite partie des particules incidentes. L'élimination du

signal produit par les particules chargées est donc un point crucial. Le bouclier anti-coïncidence a pour but de rejeter les évènements produits par les rayons cosmiques chargés. Le système d'anticoïncidences est constitué de 89 scintillateurs plastiques d'un cm d'épaisseur, dits tuiles, et de huit rubans couvrant les interstices permettant de recouvrir la totalité du trajectographe et du calorimètre. Ces scintillateurs sont traversés sans interaction par les rayons γ (électriquement neutres) mais interagissent avec les particules chargées. On peut alors rejeter les évènements en coïncidence avec un signal venant du bouclier.

Dans la pratique, on ne peut pas simplement rejeter les évènements ayant déclenché le bouclier anti-coïncidence. En effet les paires créées dans le trajectographe ou le calorimètre peuvent sortir de l'instrument et déclencher le scintillateur, produisant des coïncidences fortuites. On appelle cet effet, principalement engendré par les photons de haute énergie, le *backsplash*¹. Pour contrôler ce phénomène, le bouclier est constitué de tuiles et de rubans segmentés et indépendants permettant de localiser l'émission. Des régions du bouclier, définies par la trajectoire et l'énergie reconstruite de la particule sont considérées comme autorisées. Plus l'énergie est élevée, plus la gerbe est étroite, et donc la surface autorisée est réduite. Si des tuiles sont activées en dehors de la région permise, l'évènement est écarté. La probabilité que les évènements conservés soient induits par des photons γ est ensuite estimée par un classificateur binaire de type *arbre de décision*. On attribue une classe à chaque évènement en fonction du résultat de la classification. Ce dispositif permet de rejeter plus de 99.97 % des particules chargées.

4.2 Méthodes d'analyses

Les données du *Fermi*-LAT prises depuis le 11 août 2008, date du début officiel de la mission sont mises à la disposition du public sur le site de l'expérience. Il s'agit de fichiers au format FITS², contenant les données réduites destinées à l'analyse dite de haut niveau. Ces fichiers sont divisés en deux catégories :

- les fichiers FT1³ qui contiennent les informations relatives aux évènements détectés par le LAT (direction, énergie, temps d'arrivée...),
- les fichiers FT2⁴ qui contiennent les informations relatives au satellite (position dans le ciel, direction de pointé...).

1. Rappelons que cet effet de *backsplash* avait sévèrement limité la surface de collecte au-delà de quelques GeV du télescope EGRET.

2. Flexible Image Transport System.

3. <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/FTP/fermi/data/lat/weekly/photon/>

4. <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/FTP/fermi/data/lat/weekly/spacecraft/>

Les outils d'analyse développés par la collaboration *Fermi* pour traiter ces données sont également disponibles sur le site de l'expérience.

4.2.1 Sélection et préparation des données

La fonction `gtselect` permet la sélection des données dans les fichiers FT1. Les critères de sélection sont les suivants :

La classe de l'évènement dans laquelle on trouve les classes de type *transient* avec des coupures lâches sur le fond, destinées à l'étude de phénomènes transitoires comme les GRBs ou les novæ et les classes de type *source* destinées à l'analyse des sources ponctuelles et modérément étendues. Les dérivées de la classe *source* nommées *ultraclean*, *clean* et *ultracleanveto* proposent des niveaux de réjection du fond de plus en plus sévère. La classe *ultracleanveto* présente le meilleur rejet de fond : elle a pour utilité d'étudier les erreurs systématiques induites par les rayons cosmiques et est également recommandée pour l'étude de l'émission diffuse extragalactique.

Le type de l'évènement est codé par un nombre entier sous la forme de la somme de différentes puissances de 2. Il permet de choisir les évènements de type *back* ou *front* ou encore des coupures supplémentaires en fonction de la qualité de la reconstruction de la direction ou de l'énergie. Les fonctions de réponse de l'instrument à utiliser dépendent à la fois du type et de la classe de l'évènement.

L'intervalle en énergie choisi pour l'analyse.

La région d'intérêt (ROI⁵) correspond à une coupure angulaire autour de la source étudiée. Elle peut dépendre de la bande d'énergie de l'analyse dans le sens où la PSF de l'instrument en dépend. Pour l'analyse d'une source ponctuelle au-delà de 100 MeV, la ROI doit être d'au moins 10°.

L'intervalle en temps peut s'avérer utile dans le cas de l'étude de sources variables ou transitoires. Dans le cadre de l'étude des pulsars, nous devons choisir un intervalle de temps coïncidant avec les dates de validité des éphémérides.

L'angle zénithal correspond à la direction de visée du télescope par rapport au zénith. Une coupure sur cette valeur permet de s'affranchir du bruit de fond causé par les rayons γ produits dans l'atmosphère par l'interaction des rayons cosmiques. La valeur recommandée pour l'angle zénithal maximum est de 90°.

5. *Region Of Interest.*

La phase du pulsar est une coupure spécifique à l'analyse de données pulsées. Elle permet de sélectionner les événements contenus dans un certain intervalle de phase. Cette coupure implique forcément que la phase ait été préalablement calculée et inscrite dans le fichier FT1.

Une coupure supplémentaire en fonction de la position du satellite (fichier FT2) est ensuite réalisée par l'outil `gtmaketime` pour sélectionner les événements correspondant aux intervalles de temps durant lesquels l'instrument fonctionne en conditions normales (GTI⁶).

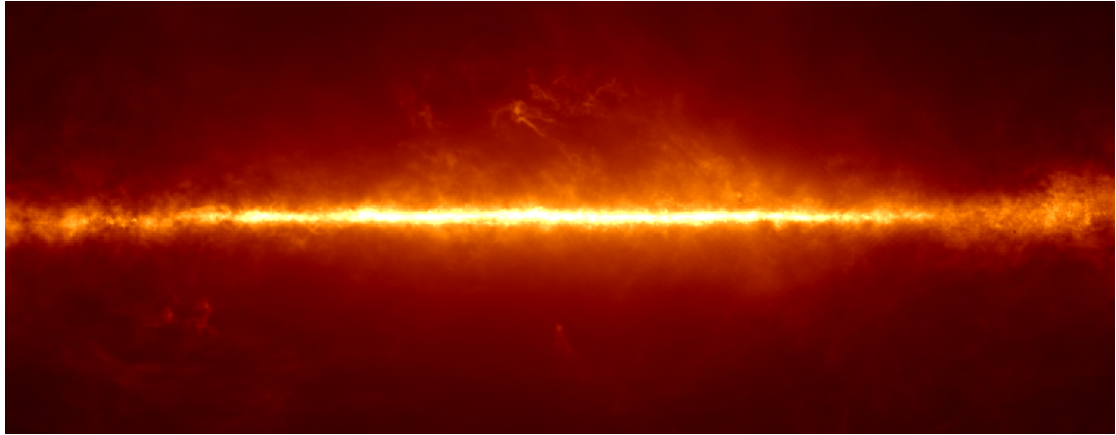
4.2.2 Analyse de haut niveau

L'analyse de haut niveau consiste en la reconstruction spectrale du rayonnement γ ainsi qu'en la production de cartes du ciel. Dans le cadre de l'analyse des données du *Fermi*-LAT, ces deux éléments ne sont pas dissociables, dans le sens où l'ajustement spectral se fait en prenant en compte de vastes portions du ciel (plusieurs degrés) du fait de la large PSF pour les plus basses énergies. Cet ajustement se fait par une méthode de maximum de vraisemblance qui nécessite de prendre en compte toutes les sources dans la ROI, et même à l'extérieur de celle-ci. Pour cela nous devons utiliser un fichier contenant les positions et paramètres spectraux de toutes les sources autour de celle que l'on veut analyser. Ces informations peuvent être extraites de catalogues, par exemple le 3FGL (? , ?).

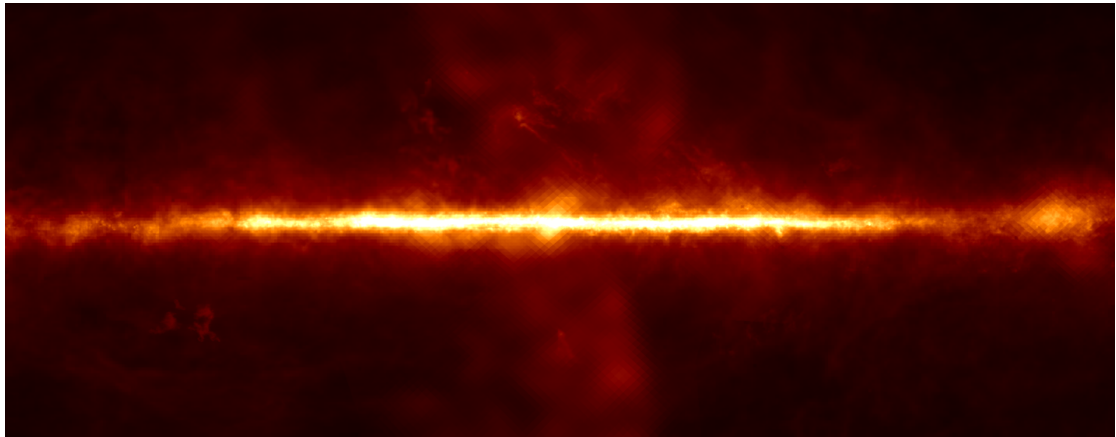
En plus des sources ponctuelles, on ajuste également les sources diffuses ainsi que l'émission diffuse galactique et extragalactique. Cette dernière est isotrope dans le ciel ; elle est représentée dans un simple fichier texte (`iso_source_v05.txt`) contenant les paramètres de sa distribution spectrale.

Le modèle d'émission galactique diffuse (voir fig. 4.1) se trouve dans un fichier au format FITS (`gll_iem_v06.fits`), contenant plusieurs cartes par bandes en énergies tenant compte de son évolution spectrale. Ce modèle est basé sur la distribution des nuages de gaz dans la Galaxie, sur l'émission Compton inverse dans le plan galactique, ainsi que sur l'émission des "bulles de *Fermi*", situées de part et d'autre du plan galactique, autour du centre.

6. *Good Time Interval*



(A)



(B)

FIGURE 4.1: Modèle d'émission galactique diffuse utilisé dans l'analyse des données du *Fermi*-LAT à basse (~ 100 MeV) et haute (~ 10 GeV) énergies. La normalisation entre ces cartes est différente.

4.2.2.1 Analyse spectrale

L'outil `gtlike` a pour but de réaliser l'analyse spectrale d'une ou de plusieurs sources par une méthode de maximum de vraisemblance. Dans sa version "binnée" (*binned*), les données sont projetées dans des matrices (cube ou cartes 3D) suivant la direction dans le ciel et l'énergie. Chaque cellule contient ainsi un nombre d'évènements dont la densité de probabilité est poissonnienne. D'autre part, les fonctions d'instrument, à savoir la surface efficace $A(E, p, t)$, la dispersion en direction $PSF(E, p)$ et la dispersion en énergie $D(E, p, t)$ sont calculées en fonction du temps (t), de la position (p) et de l'énergie (E). Les fonctions d'instruments sont ensuite également projetées dans une carte 3D. Ces cartes servent à calculer les cartes d'exposition qui intègrent le temps d'observation efficace (ou Livetime).

L'ensemble des sources contribuant à l'émission observée est ajusté simultanément à l'ensemble des données. Le résultat de chaque ajustement est associé à une valeur de vraisemblance, \mathcal{L} , définie comme le produit des densités de probabilités f (pour chaque pixel i et chaque intervalle d'énergie j) d'obtenir le nombre de photons mesurés (n_{ij}) à partir d'un modèle d'émission donné de paramètres libres $\theta = (\theta_1, \dots, \theta_n)$:

$$\mathcal{L} = \prod_{ij} f(n_{ij}/\tilde{n}_{ij}(\theta)) \quad (4.1)$$

où

$$f(n_{ij}/\tilde{n}_{ij}(\theta)) = \frac{\tilde{n}_{ij}(\theta)^{n_{ij}} e^{-\tilde{n}_{ij}(\theta)}}{n_{ij}!} \quad (4.2)$$

où $\tilde{n}_i(\theta)$ est le nombre de photons prédit par le modèle. On conserve ensuite les paramètres correspondant au maximum de cette valeur.

Cet outil permet également d'évaluer la significativité d'une source en fournissant un test statistique $TS = -2\ln(\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_0})$, où \mathcal{L}_0 correspond à la vraisemblance calculée sans la source dont on veut évaluer la significativité.

4.2.2.2 Analyse de flux pulsé

L'analyse de flux pulsé consiste à la réalisation de courbes de lumière servant à mettre en évidence la périodicité de l'émission, ainsi qu'en la réalisation de spectres résolus en phase par l'étude de l'évolution spectrale limitée à une portion de la phase du pulsar.

Les principes la chronométrie sont décrits dans la section 2.3.4. Le calcul de la phase est assuré par une extension (? , ?) du logiciel **Tempo2** (? , ?). Le temps mesuré par le *Fermi*-LAT pour chaque évènement est transformé en un temps barycentré (voir section 2.3.4) prenant en compte la position du satellite. Après application de toutes les corrections nécessaires, la phase du pulsar est ajoutée au fichier contenant les évènements. Après avoir normalisé le flux de toutes les autres sources du champ de vue en fonction de la fraction de phase observée, il est possible d'appliquer les méthodes d'analyse décrites précédemment à une portion de la phase uniquement.

4.2.3 Configuration de l'analyse utilisée dans ce chapitre

Dans cette section, l'analyse des pulsars à partir de données du *Fermi*-LAT s'est déroulée de la manière suivante. Dans un premier temps, les évènements ont été sélectionnés dans un rayon de 10° autour du pulsar étudié. Nous avons utilisé les évènements de

la classe SOURCE ($evclass=128$, $evtype=3$) correspondant aux fonctions d'instrument P8R2_SOURCE_V6 (voir fig. 4.2, 4.3 et 4.4). Les sources utilisées pour l'ajustement ont été sélectionnées dans un rayon de 20° autour du pulsar à partir du catalogue 3FGL (? , ?). Si les sources à l'extérieur de la ROI peuvent influencer sur le nombre de photons observés, il est impossible d'ajuster leur flux, aussi leurs paramètres sont fixés. Il en va de même pour les sources faibles, ayant une significativité inférieure à 5σ qui pourraient nuire à la stabilité de l'ajustement. Les modèles d'émission diffuse galactique et extragalactique sont respectivement `gll_iem_v06.fits` et `iso_source_v05.txt`.

Après un premier ajustement, les paramètres de toutes les sources à l'exception du paramètre de normalisation de la source étudiée sont fixés. On refait ensuite un ajustement dans chaque bande en énergie afin d'estimer le flux de la source étudiée dans chacune de ces bandes. Ceci permet entre autre d'évaluer la pertinence du modèle spectral choisi pour la source en comparant le flux prédit par l'ajustement à celui estimé sans cette hypothèse dans chaque bande en énergie.

Pour la réalisation de spectres résolus en phase, on conserve l'ajustement réalisé précédemment pour les sources dans la ROI (normalisé pour correspondre à la fraction de phase étudiée). Seuls les paramètres de la source étudiée sont laissés libres. La principale motivation de ce parti-pris est l'économie de temps de calcul.

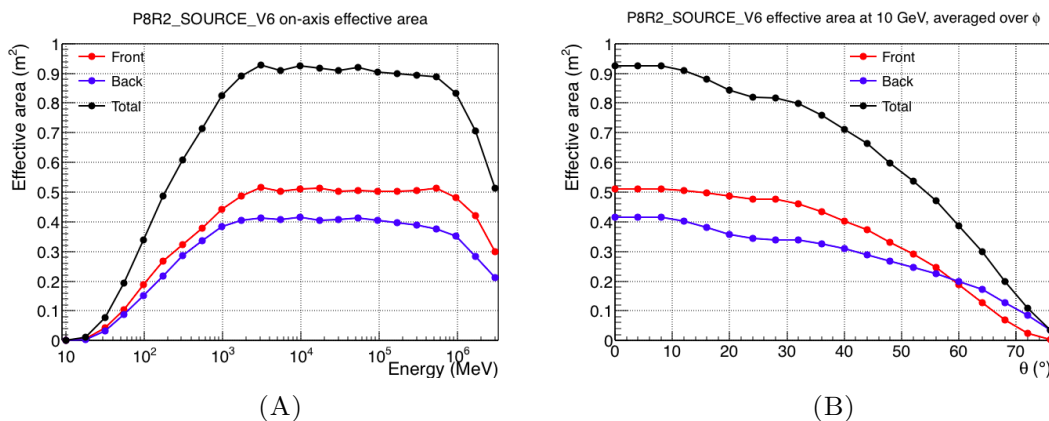


FIGURE 4.2: Surface efficace pour la classe d'évènement SOURCE en fonction de l'énergie (à gauche) et à 10 GeV en fonction de l'angle d'incidence des photons (à droite).

4.2.4 Erreurs systématiques

Nous étudions ici des sources très brillantes comme le pulsar de Vela. Dans ces conditions les erreurs sur le calcul du flux sont largement dominées par les erreurs

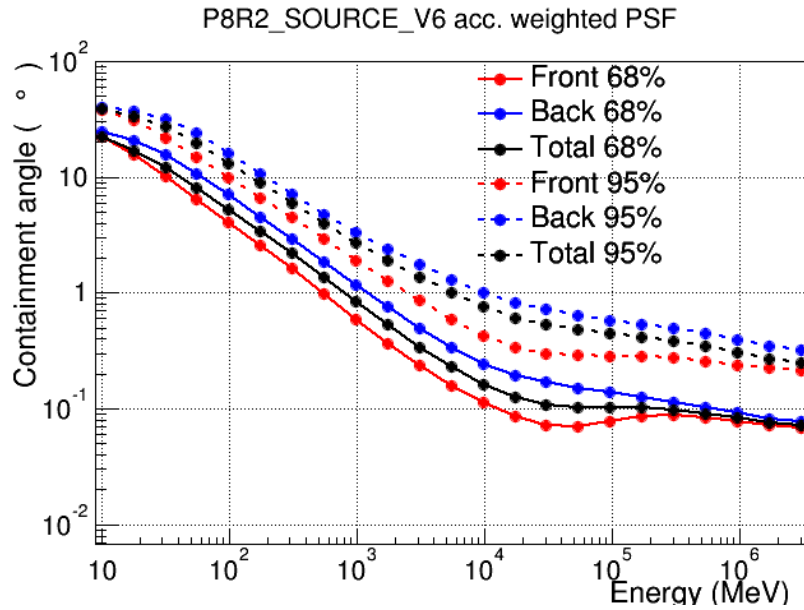


FIGURE 4.3: PSF pour la classe d'évènement SOURCE en fonction de l'énergie des photons des photons.

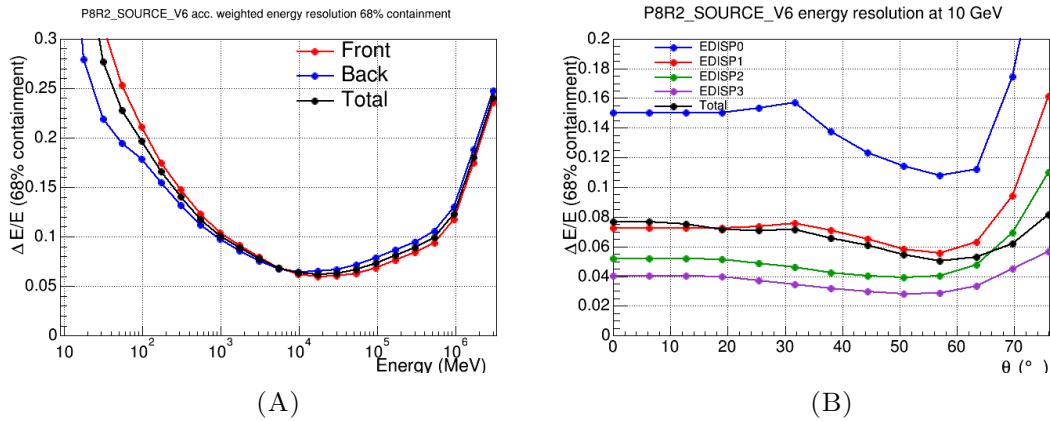


FIGURE 4.4: Résolution en énergie pour la classe d'évènement SOURCE en fonction de l'énergie (à gauche) et à 10 GeV en fonction de l'angle d'incidence des photons (à droite).

systématiques. L'origine des erreurs systématiques diffère selon que l'on considère les photons à basse ou haute énergie.

Pour les photons aux basses énergies (≤ 1 GeV), les incertitudes viennent de la difficulté à reconstruire la direction du photon incident et, en conséquence, à ajuster les sources diffuses, comme le modèle de l'émission galactique. On peut estimer ces erreurs en faisant varier le flux de ces modèles de quelques pourcents pour évaluer leur influence sur le flux de la source observée.

Pour les photons aux plus hautes énergies (≥ 10 GeV), c'est la reconstruction de l'énergie qui est à l'origine des incertitudes sur le flux. Celles-ci sont plus importantes pour les spectres avec une pente importante, comme on peut en trouver pour les spectres très mous des pulsars à haute énergie. On peut voir dans (? , ?) que les incertitudes systématiques sur le flux peuvent atteindre 8%.

Dans un souci de simplicité, nous considérerons pour le calcul des résidus, ainsi que pour les ajustements réalisés dans le chapitre 6, une valeur de 5% pour les incertitudes systématiques sur le flux. Cette valeur nous semblant être à la fois conservative et raisonnable.

4.3 Caractéristiques des pulsars Fermi

La découverte d'un grand nombre de pulsars γ par le *Fermi*-LAT fut une surprise et un bouleversement de notre connaissance de ces objets. On décompte 46 pulsars dans le premier catalogue de pulsars (1PC) (? , ?), 117 pour le second (2PC) (? , ?) et 166 dans le dernier catalogue de sources (3FGL) (? , ?). Enfin, le catalogue de sources à haute énergie (1FHL)(? , ?), dénombre 20 pulsars possédant une émission pulsée au-delà de 10 GeV.

On peut répartir les pulsars observés par le télescope *Fermi* en trois grandes catégories, réparties de manière à peu près équitable. Ces catégories sont :

- les pulsars jeunes émettant en radio,
- les pulsars jeunes n'émettant pas en radio,
- les pulsars millisecondes (recyclés).

L'observation d'un grand nombre de pulsars millisecondes était inattendue du fait de leur faible taux de ralentissement et de leur faible champ magnétique. Cependant, leur proximité, ainsi que leur vitesse de rotation et la densité de matière environnante semblent compenser ce déficit et on constate qu'une large fraction de pulsars millisecondes est observée à haute énergie (? , ?). Nous nous intéresserons cependant ici aux deux autres catégories de pulsars concernant des individus jeunes et isolés.

4.3.1 Courbes de lumière

Bien que les pulsars observés par le *Fermi*-LAT montrent une grande diversité d'individus, on peut relever certaines tendances qui semblent être partagées par plusieurs d'entre eux.

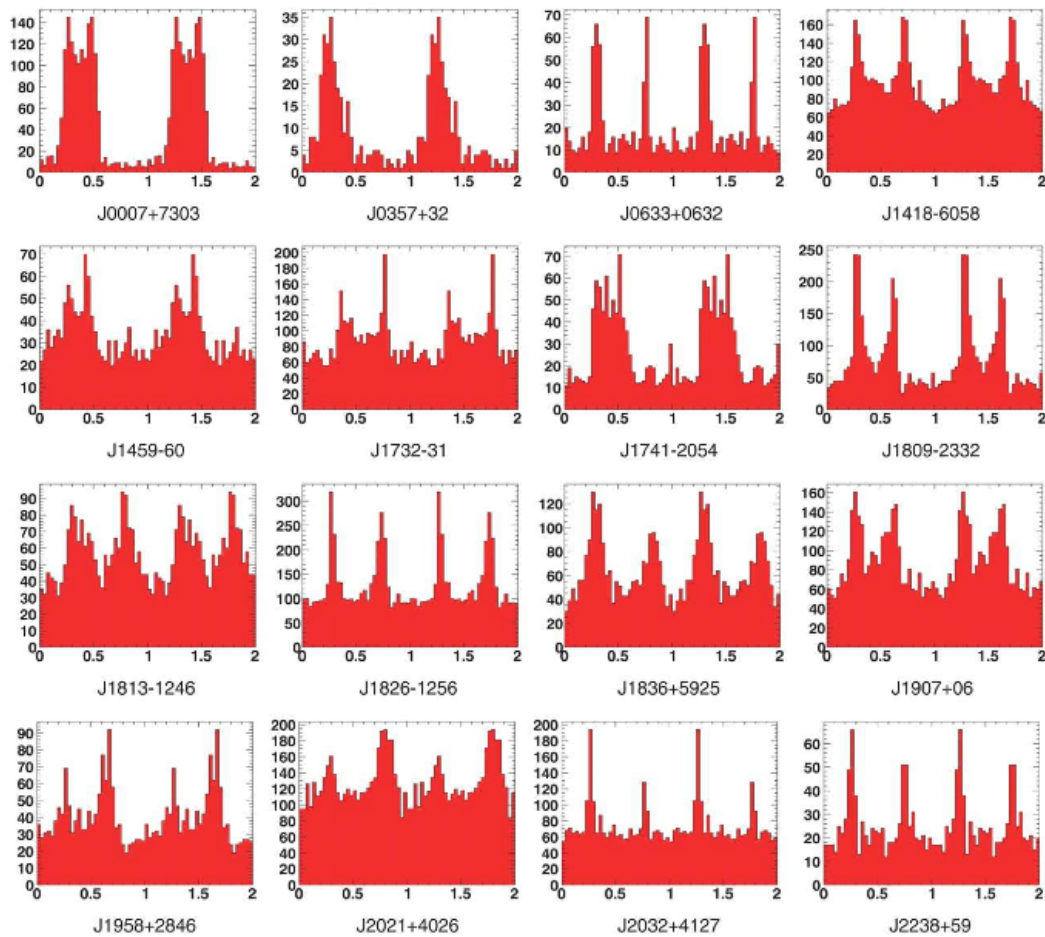


FIGURE 4.5: Courbes de lumière de 16 pulsars découverts par le *Fermi*-LAT par des recherches à l'aveugle. Cette figure est extraite de (?, ?).

On remarquera en premier lieu qu'une grande majorité de ces individus (59 parmi 77 pulsars jeunes dans le 2PC), possède une structure en double pic. Ces deux pics sont souvent reliés par un pont, c'est-à-dire qu'on observe une émission modulée non piquée entre les deux pulsations. Dans la suite nous nommerons P1 et P2 ces deux pulsations par ordre d'arrivée, Δ l'écartement entre ces deux pics, et δ , le retard des pulsations γ par rapport à la pulsation radio. Il n'est pas toujours évident d'estimer le niveau d'émission en dehors des deux pics et du pont l'émission gamma, on peut cependant noter que certains pulsars possèdent également une émission continue (?, ?).

Un autre phénomène fréquemment observé pour les pulsars dotés d'une émission en double pic est l'évolution du rapport d'intensité relative entre P1 et P2 avec l'énergie. Le premier pic baissant d'intensité (parfois jusqu'à sa disparition) au profit du deuxième.

La population la plus représentée (~ 40 dans le 2PC) dans les pulsars jeunes observés par le *Fermi*-LAT possède un écartement $\Delta \sim 0.4 - 0.5$ et des pics marqués, c'est-à-dire

une largeur à mi-hauteur relativement faible. L'observation d'un pont chez ces individus va souvent de paire avec un élargissement de la demi-largeur dirigée vers le pont par rapport à celle dirigée vers l'extérieur, donnant cette forme caractéristique de croissant. Le pulsar J1809-2332 est un bon représentant de cette catégorie.

Une petite dizaine de pulsars possède un écartement plus faible entre les deux pics ($\Delta \sim 0.2-0.3$) et un pont sensiblement plus élevé que ceux des pulsars possédant un écartement supérieur. Le pulsar B1706-44 (voir section 4.4.2) est un bon exemple d'individu entrant dans cette catégorie.

On notera également qu'une vingtaine de pulsars parmi les pulsars jeunes ne possède qu'un seul pic. Ce pic est assez large, relativement à la majorité des pulsars avec plusieurs pics. Dans cette catégorie on pourra citer par exemple J0659+1414.

Enfin il existe également des individus qu'il est impossible de classer dans ces différentes catégories. On pourra également remarquer que pour deux des pulsars parmi les plus brillants (Vela et J1057-5226), le pont prend la forme d'un troisième pic.

4.3.2 Spectres

Pour la majorité des pulsars observés par le *Fermi*-LAT, le spectre de l'émission pulsée peut être décrit par une loi de puissance à coupure exponentielle :

$$F(E_\gamma) = \Phi_0 \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^{-\alpha} \cdot e^{-\left(\frac{E_\gamma}{E_c} \right)} \quad (4.3)$$

avec un indice $\alpha \sim 1 - 2$ et une énergie de coupure $E_c \sim 1 - 10$ GeV.

Cette forme spectrale est généralement interprétée comme la signature d'un rayonnement de courbure produit dans les hautes altitudes de la magnétosphère. Cependant, on remarque que pour une proportion non négligeable des pulsars gamma (une dizaine dans le 2PC), particulièrement pour les pulsars les plus brillants, le spectre mesuré montre une coupure moins franche. La forme spectrale doit être ajustée avec un paramètre supplémentaire $\beta < 1$ pour reproduire le spectre observé. On parle alors de loi de puissance à coupure sous-exponentielle :

$$F(E_\gamma) = \Phi_0 \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^{-\alpha} \cdot e^{-\left(\frac{E_\gamma}{E_c} \right)^\beta} \quad (4.4)$$

Cet écart étant principalement observé pour les individus les plus brillants, il est légitime de s'interroger sur la possible généralisation de cette forme spectrale à coupure

sous-exponentielle pour la majorité des pulsars. Celle-ci ne serait alors pas observée dans la majorité des cas à cause du manque de statistiques et non pour des raisons intrinsèques.

Une explication de ce phénomène pour les spectres moyennés sur la phase consiste à dire que cette forme spectrale est due à la somme de spectres à coupure exponentielle simple avec différentes énergies de coupure (?, ?) (?, ?). Cependant on peut remarquer que les spectres résolus en phase, même sur des portions de phase très réduites, montrent la même tendance (voir fig. 4.6). Dans le cas du pulsar du Crabe, les spectres résolus en phase proches des pics montrent même un indice de coupure ($\beta \sim 0.35$) significativement plus faible que le spectre moyenné sur toute la phase du pulsar ($\beta \sim 0.7$).

Le raisonnement imputant cette tendance à la somme de spectres à coupure exponentielle simple reste cependant valable pour les spectres résolus en phase. En effet, dans le cadre des modèles magnétosphériques, l'origine des pulsations est due à une superposition d'émissions provenant de différentes altitudes.

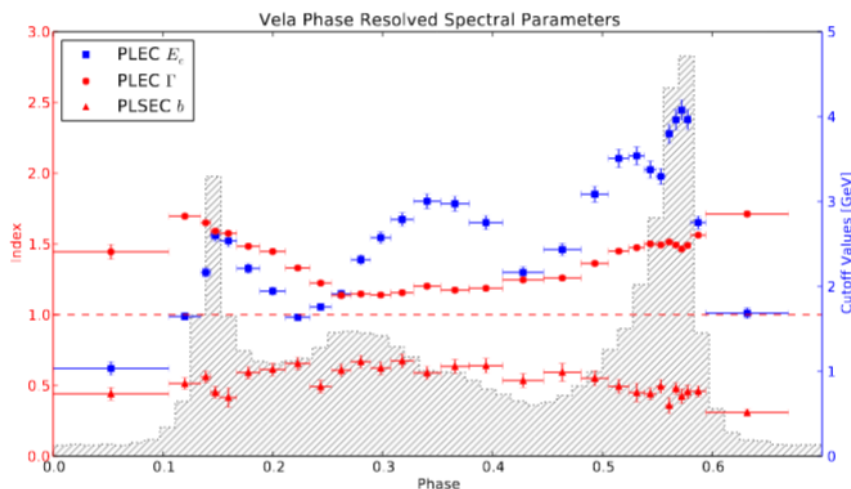


FIGURE 4.6: Paramètres spectraux des spectres résolus en phase du pulsar de Vela. Les points rouges et les carrés bleus montrent respectivement les valeurs de l'indice (α) et des énergies de coupure (E_c) trouvées lors de l'ajustement d'une loi de puissance à coupure exponentielle simple. Les triangles rouges montrent la valeur de l'indice de la coupure exponentielle (β) lors de l'ajustement d'une loi de puissance à coupure sous-exponentielle. Cette figure est extraite de (?, ?).

(?, ?) proposent que cette forme sous-exponentielle soit le produit d'une instabilité dans le temps du champ accélérateur dans les cavités de la magnétosphère. Le spectre moyenné sur la durée d'observation du télescope *Fermi* serait alors la somme des spectres produits dans différents états d'accélération.

Une autre hypothèse concerne la distribution en énergie des particules responsables de l'émission γ . Nous avons montré dans la partie 1.2.2 que si la distribution des particules possède une coupure exponentielle, ou même super-exponentielle (voir 1.48, avec $n > 1$), alors le spectre observé (pour le rayonnement synchrotron comme pour le rayonnement de courbure) est une loi de puissance à coupure sous-exponentielle. Il s'agit toujours d'une somme de spectres à coupure exponentielle simple, cette fois la somme se faisant sur la distribution des particules. Nous verrons dans le chapitre 6 que cette méthode permettent de reproduire les spectres observés avec une très bonne précision.

Enfin, l'existence même de cette coupure a été remise en cause par l'observation de photons γ pulsés au-delà de 100 GeV par (? ?) qui font l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance brisée pour le pulsar du Crabe. On peut voir dans (? ?) qu'une émission modulée en phase autour de la centaine de GeV est visible, non seulement pour les pics P1 et P2 mais également pour le pont entre les deux pulsations. L'émission observé par l'instrument MAGIC est bien ajusté par une loi de puissance dont l'indice varie peu selon les composantes (voir fig. 4.7).

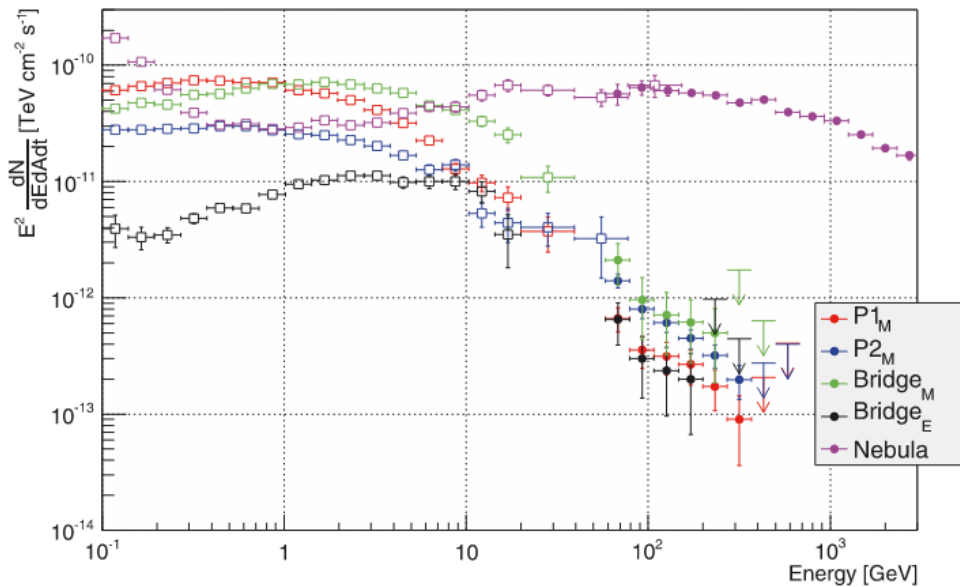


FIGURE 4.7: Distributions spectrales d'énergie résolues en phases de différentes composantes de l'émission du pulsar du Crabe, l'émission de la nébuleuse est également montré pour référence. Cette figure est extraite de (? ?).

Notons que dans le cas d'autres pulsars, comme Vela ou Geminga, certains auteurs (? ?) considèrent que la région à haute énergie est bien décrite par une loi de puissance. Nous le verrons par la suite, il est en effet possible de décrire les données à haute énergie de *Fermi* sur les pulsars Vela et B1706-44 par une telle forme. Néanmoins, comme nous le verrons dans ce chapitre, ainsi que dans le chapitre 5 dans le cas de Vela, il existe une

indication de courbure dans le spectre observé entre 10 et 100 GeV dans les données de *Fermi* comme dans les données de H.E.S.S. II. Notons également tout de suite que ce dernier pulsar semble posséder une composante autour du TeV (voir section 5.3.2) qui n'est pas dans la continuité de celle à plus basse énergie.

Pour d'autres auteurs (?), le spectre observé par MAGIC au-delà de quelques centaines de GeV n'est pas la continuité du spectre observé par *Fermi*, mais une nouvelle composante issue d'un processus de rayonnement Compton inverse.

4.4 Résultats

Dans cette section nous présentons les courbes de lumière et les ajustements de spectres de différents pulsars brillants vus par l'instrument *Fermi*-LAT dans le ciel de H.E.S.S.. Une attention particulière sera apportée au pulsar de Vela ainsi qu'au pulsar B1706-44 actuellement observés par le réseau de télescopes H.E.S.S II.

4.4.1 Vela

Le pulsar de Vela est le pulsar le plus brillant parmi ceux observé par *Fermi* et même – à l'exception des phénomènes transitoire comme les éruptions des AGN ou les sursaut gamma – l'objet le plus brillant du ciel de *Fermi*. On observe un rayonnement modulé provenant du pulsar au-delà de la dizaine de GeV, faisant de cet individu une cible prioritaire pour son observation par les télescopes Čerenkov de l'hémisphère sud. En effet, nous avons détecté avec H.E.S.S. II (voir chap. 5) un signal modulé provenant du pulsar. Le travail présenté ici a, dans un premier temps, servi à estimer le signal attendu pour l'expérience H.E.S.S, mais également à confronter les résultats des deux expériences, puis à étudier le cas échéant, l'évolution avec l'énergie de la morphologie des courbes de lumière.

Les dates des observations utilisées pour cette analyse correspondent à celles couvertes par les éphémérides du pulsar utilisés⁷. Celles-ci se déroulent entre les MJD⁸ 54900.0 et 56499.2.

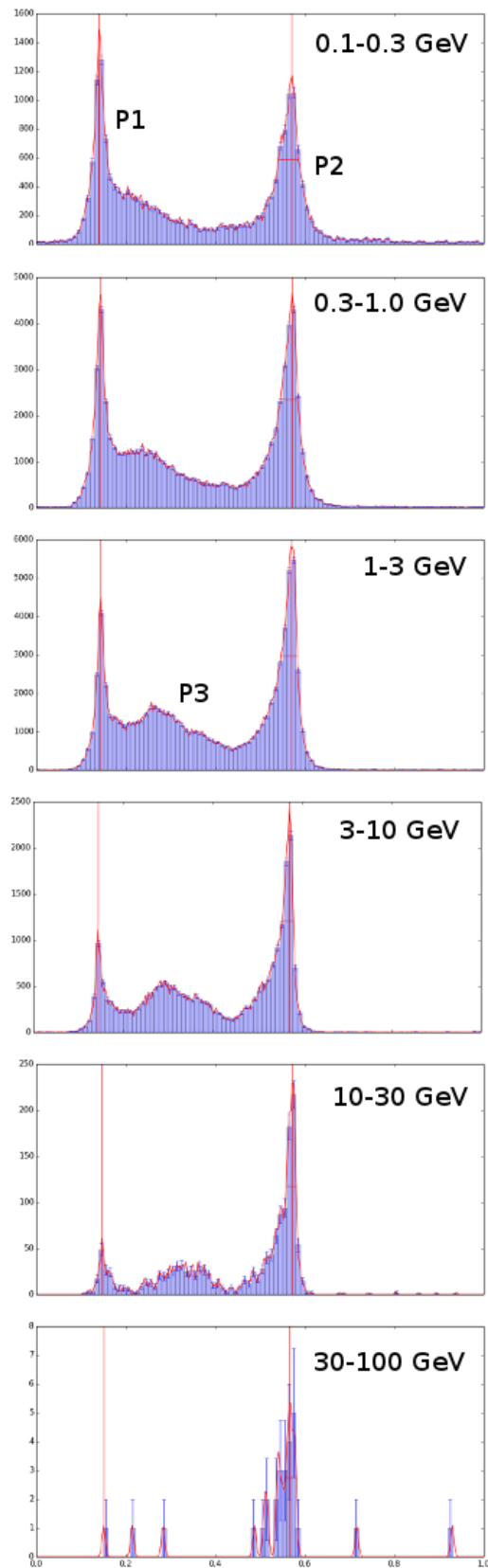


FIGURE 4.8: Courbes de lumière du pulsar de Vela pour six bandes en énergies. Les évènements ont été sélectionnés dans un rayon de 0.6 degré autour de la position du pulsar.

4.4.1.1 Courbe de lumière

La courbe de lumière γ du pulsar de Vela est principalement constituée de 2 pics, dénommé traditionnellement P1 et P2, qui atteignent respectivement leur maximum aux phases ~ 0.13 et ~ 0.55 . Ces deux pics sont reliés par un pont qui prend la forme d'un troisième pic, P3, au-delà de ~ 1 GeV. Le rapport d'intensité entre les pics P1 et P2 est dépendant de l'énergie (? , ?). Si, pour les énergies de quelques centaines de MeV, le premier pic est le plus brillant, ce rapport s'inverse autour du GeV et le second pic reste très brillant au-delà d'une dizaine de GeV, alors que P1 diminue jusqu'à disparaître. Le maximum de l'émission de P3 dépend également de l'énergie. On peut voir que le pic semble se déplacer de P1 vers P2 avec l'augmentation de l'énergie des photons observés. Les courbes de lumière du pulsar de Vela pour 6 bandes en énergie sont présentées sur la figure 4.8.

Les pics principaux P1 et P2 montrent des asymétries. On remarque que les pentes de ces pics tournées vers P3 sont moins abruptes que celles tournées vers l'extérieur. (? , ?) ont montré que la totalité de la courbe de lumière est relativement bien ajustée par deux fonctions lorentziennes asymétriques pour décrire P1 et P2, auxquelles s'ajoute une fonction gaussienne logarithmique correspondant à P3.

$$LC(x) = \mathcal{L}_1(x) + \mathcal{L}_2(x) + \mathcal{LG}(x) \quad (4.5)$$

où

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(x) &= \frac{A_0}{1 + [(x - x_0)/\sigma_1]^2} && \text{si } (x < x_0) \\ &= \frac{A_0}{1 + [(x - x_0)/\sigma_2]^2} && \text{si } (x > x_0) \end{aligned} \quad (4.6)$$

et

$$\mathcal{LG}(x) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.7)$$

Remarquons que la fonction $\mathcal{LG}(x)$ atteint son maximum en $x = e^{\mu - \sigma^2}$.

L'ajustement de cette fonction sur la courbe de lumière pour différentes bandes d'énergie permet de mesurer l'évolution de ces différentes composantes en fonction de l'énergie comme par exemple l'évolution du rapport P1/P2 ou le rétrécissement des pics. Nous donnons les valeurs des paramètres ajustés pour 10 bandes en énergie des composantes P1, P2 et P3 dans les tables 4.1, 4.2 et 4.3.

7. Il s'agit ici des éphémérides GTP (http://www.slac.stanford.edu/kerrm/fermi_pulsar_timing/), avancées de 1.66 ms afin d'aligner la phase 0 à la pulsation radio.

8. Modified Julian Day.

Si les fonctions s'ajustent relativement bien sur la courbe de lumière, on peut cependant noter l'existence de structures dans les résidus qui montrent que les fonctions analytiques choisies ne décrivent pas parfaitement les courbes de lumières mesurées (voir fig. 4.9). Ces différences sont particulièrement marquées au voisinage des pic P1 et P2. Aussi, les résultats obtenus à partir de ces ajustements sont à prendre avec précaution.

Energy range (MeV)	Position	Amplitude	σ_2	σ_1
100.0 - 138.5	0.126 ± 0.001	411.0 ± 20.0	0.01 ± 0.001	0.0094 ± 0.0007
138.5 - 246.5	0.1271 ± 0.0004	1394.0 ± 37.0	0.0102 ± 0.0006	0.009 ± 0.0004
246.5 - 439.0	0.1274 ± 0.0003	2525.0 ± 49.0	0.0105 ± 0.0005	0.0093 ± 0.0003
439.0 - 781.0	0.1284 ± 0.0002	3641.0 ± 61.0	0.0096 ± 0.0003	0.0085 ± 0.0002
781.0 - 1389.0	0.1288 ± 0.0002	3493.0 ± 56.0	0.0111 ± 0.0004	0.0087 ± 0.0002
1389.0 - 2470.0	0.1286 ± 0.0003	2254.0 ± 42.0	0.0149 ± 0.0006	0.0083 ± 0.0002
2470.0 - 4392.5	0.1284 ± 0.0004	974.0 ± 26.0	0.021 ± 0.001	0.0071 ± 0.0002
4392.5 - 7811.0	0.1284 ± 0.0005	332.0 ± 16.0	0.024 ± 0.002	0.0054 ± 0.0004
7811.0 - 13890.5	0.128 ± 0.001	69.1 ± 7.0	0.024 ± 0.003	0.0052 ± 0.0008
13890.5 - 45000.0	0.13 ± 0.003	14.6 ± 3.1	0.02 ± 0.005	0.005 ± 0.002

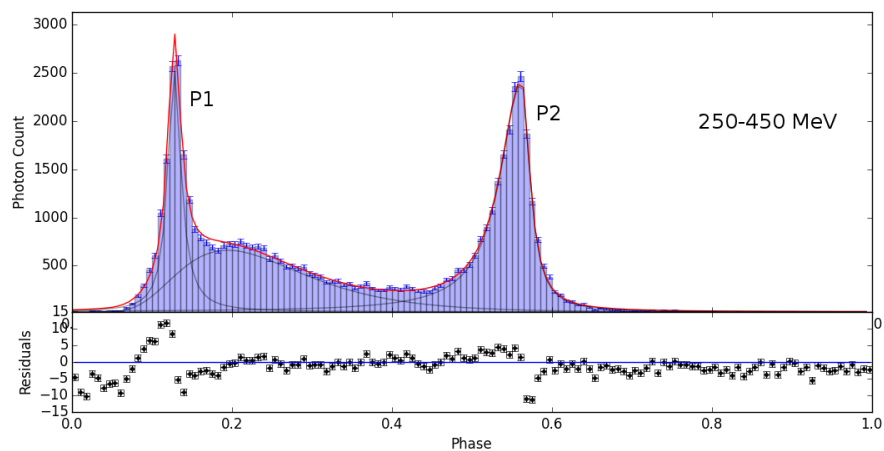
TABLE 4.1: Valeurs des paramètres de la fonction lorentzienne asymétrique ajustée sur la pulsation P1 du pulsar de Vela dans 10 bandes en énergie. On peut voir que la position du pic reste stable. Les mesures de σ_2 augmentent avec l'énergie, alors que celle de σ_1 diminuent. On sait cependant qu'il existe des systématiques dans la méthode employée.

Energy range (MeV)	Position	Amplitude	σ_2	σ_1
100.0 - 138.5	0.559 ± 0.001	290.8 ± 9.6	0.0173 ± 0.0009	0.031 ± 0.001
138.5 - 246.5	0.561 ± 0.0005	1155.0 ± 19.0	0.0146 ± 0.0004	0.0319 ± 0.0007
246.5 - 439.0	0.5619 ± 0.0003	2393.0 ± 28.0	0.0125 ± 0.0002	0.0323 ± 0.0005
439.0 - 781.0	0.5628 ± 0.0002	3813.0 ± 37.0	0.0104 ± 0.0002	0.033 ± 0.0004
781.0 - 1389.0	0.5631 ± 0.0002	4319.0 ± 41.0	0.0086 ± 0.0001	0.0323 ± 0.0004
1389.0 - 2470.0	0.5639 ± 0.0002	3277.0 ± 36.0	0.0071 ± 0.0001	0.0331 ± 0.0005
2470.0 - 4392.5	0.5637 ± 0.0002	1936.0 ± 29.0	0.006 ± 0.0002	0.0323 ± 0.0006
4392.5 - 7811.0	0.5642 ± 0.0003	857.0 ± 20.0	0.0047 ± 0.0002	0.0317 ± 0.0008
7811.0 - 13890.5	0.5639 ± 0.0005	299.0 ± 12.0	0.0044 ± 0.0004	0.028 ± 0.001
13890.5 - 45000.0	0.563 ± 0.001	90.8 ± 7.4	0.0048 ± 0.0008	0.021 ± 0.002

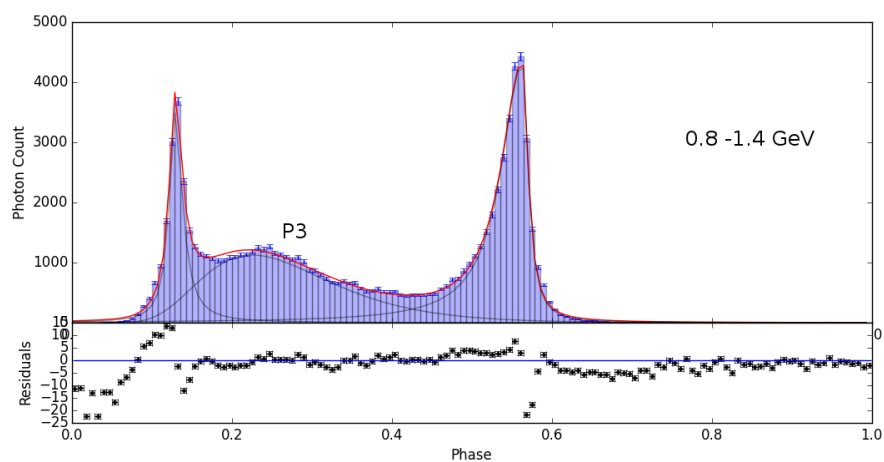
TABLE 4.2: Valeurs des paramètres de la fonction lorentzienne asymétrique ajustée sur la pulsation P2 du pulsar de Vela dans 10 bandes en énergie. On peut voir que la position du pic reste stable. Les mesures de σ_1 et σ_2 diminuent avec l'énergie. On sait cependant qu'il existe des systématiques dans la méthode employée.

Energy range (MeV)	Position	Amplitude	σ
100.0 - 138.5	0.179 ± 0.001	14.8 ± 0.8	0.4 ± 0.01
138.5 - 246.5	0.1813 ± 0.0006	59.0 ± 1.4	0.399 ± 0.007
246.5 - 439.0	0.1943 ± 0.0007	135.2 ± 2.2	0.401 ± 0.005
439.0 - 781.0	0.2045 ± 0.0007	222.3 ± 2.7	0.389 ± 0.004
781.0 - 1389.0	0.225 ± 0.001	239.6 ± 3.2	0.354 ± 0.005
1389.0 - 2470.0	0.253 ± 0.001	166.4 ± 2.2	0.299 ± 0.004
2470.0 - 4392.5	0.274 ± 0.001	81.8 ± 1.4	0.251 ± 0.005
4392.5 - 7811.0	0.292 ± 0.002	27.9 ± 0.7	0.2 ± 0.006
7811.0 - 13890.5	0.301 ± 0.003	6.7 ± 0.3	0.175 ± 0.008
13890.5 - 45000.0	0.309 ± 0.004	1.0 ± 0.1	0.15 ± 0.02

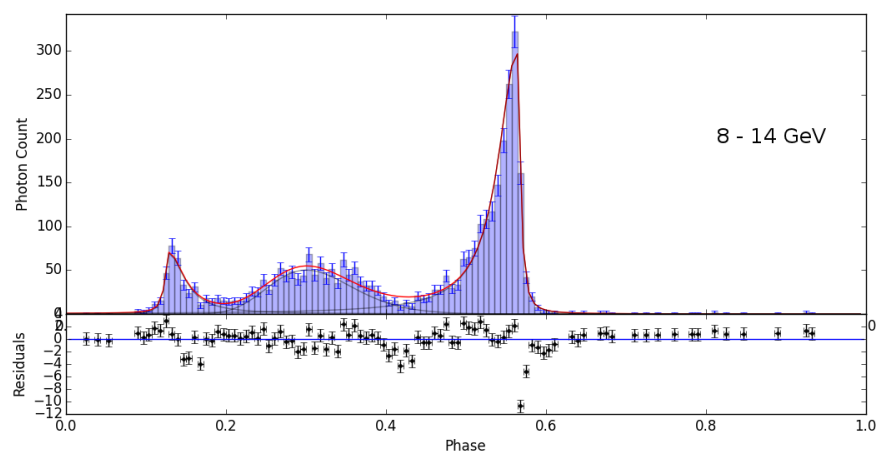
TABLE 4.3: Valeurs des paramètres de la fonction gaussienne logarithmique ajustée sur la pulsation P3 du pulsar de Vela dans 10 bandes en énergie. On peut voir que la position du pic se déplace significativement en fonction de l'énergie.



(A)



(B)



(C)

FIGURE 4.9: Ajustement de la courbe de lumière du pulsar de Vela par la fonction 4.5 pour les intervalles d'énergies 245-440 MeV (en haut), 780-1390 MeV (milieu) et 9-14 GeV (en bas).

Une seconde méthode a ensuite été envisagée sans a priori sur la forme pour mesurer les valeurs de certains paramètres de la courbe de lumière. Il s'agit de représenter la courbe de lumière comme une somme de gaussiennes à partir d'une méthode d'estimation par densité de noyaux (KDE⁹). Cet estimateur est une méthode non-paramétrique qui permet de dériver une estimation de la densité de probabilité d'une variable aléatoire.

On peut alors estimer différents paramètres comme la position, demi largeur à mi-hauteur ou amplitude des pics directement sur la densité de probabilité obtenue. Les erreurs sur la mesure de ces paramètres sont ensuite estimées par une méthode de *bootstrapping*. On utilise la densité de probabilité obtenue pour générer plusieurs centaines de tirages Monté-Carlo de la courbe de lumière en réitérant la mesure réalisée. La distribution des mesures simulées nous permet alors d'estimer l'intervalle de confiance de la mesure réalisée sur la courbe de lumière du pulsar. Notons que cette fois les mesures se font directement sur la courbe de lumière et non sur ses différentes composantes.

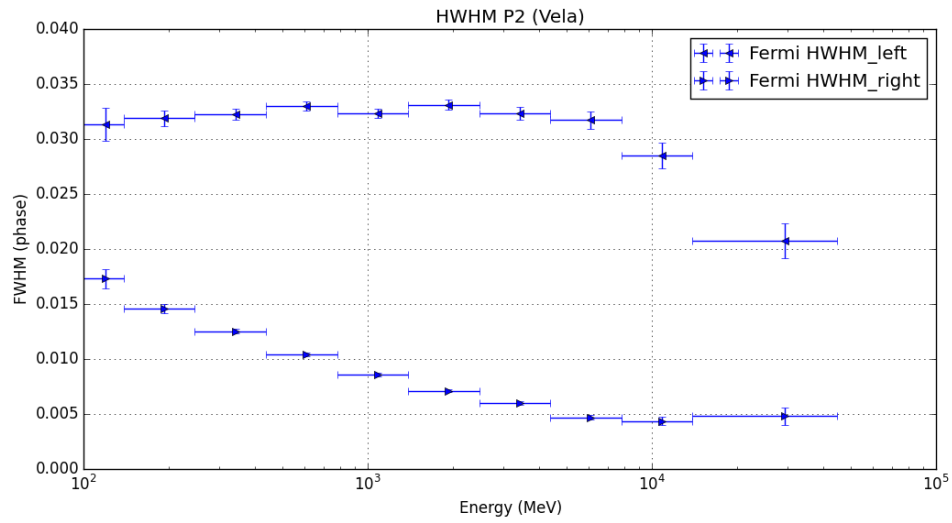
Les évolutions des largeurs à mi-hauteur avec l'énergie sont montrées dans la figure 4.10 pour les deux méthodes. On remarque que les deux méthodes employées donnent des résultats différents, non seulement dans les valeurs obtenues, ce qui n'est pas surprenant dans le sens où on ne mesure pas exactement la même chose (la largeur d'une composante de la courbe de lumière pour la méthode par ajustement, et la largeur de la courbe de lumière pour la méthode KDE) mais également dans les tendances générales. En effet, la méthode par ajustement de fonctions analytiques, c'est la largeur à mi-hauteur droite que l'on voit décroître entre 100 MeV et 50 GeV, alors que l'on observe l'inverse avec la méthode KDE.

Il est donc délicat de faire une mesure de la variation de la largeur des pics : le modèle choisi semble avoir des influences non négligeables. Les résidus importants lors de l'ajustement de fonctions analytiques constituent également un signal d'alarme quant à l'adéquation du modèle avec les données.

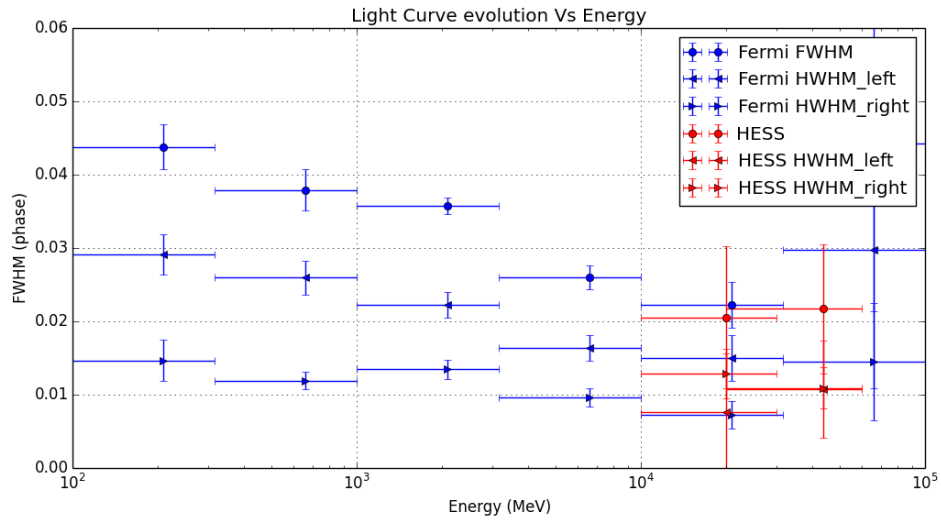
4.4.1.2 Analyse spectrale

Nous avons vu que le rayonnement modulé du pulsar de Vela est toujours observé par l'instrument *Fermi*-LAT au-delà d'une dizaine de GeV. Le spectre moyenné sur toute la phase du pulsar de 100 MeV à 100 GeV, est bien décrit par une loi de puissance à coupure sous-exponentielle (eq. 4.4). Le résultat de cet ajustement est montré sur la figure 4.11.

9. Kernel Density Estimator



(A)



(B)

FIGURE 4.10: Évolution de la demi largeur à mi-hauteur du pic P2 du pulsar de Vela avec l'énergie évaluée avec une méthode d'ajustement par des fonctions analytiques (en haut), et avec une méthode KDE (en bas). Sur la figure du bas on peut également voir les valeurs dérivées à partir des données de H.E.S.S. II en rouge (voir chap. 5).

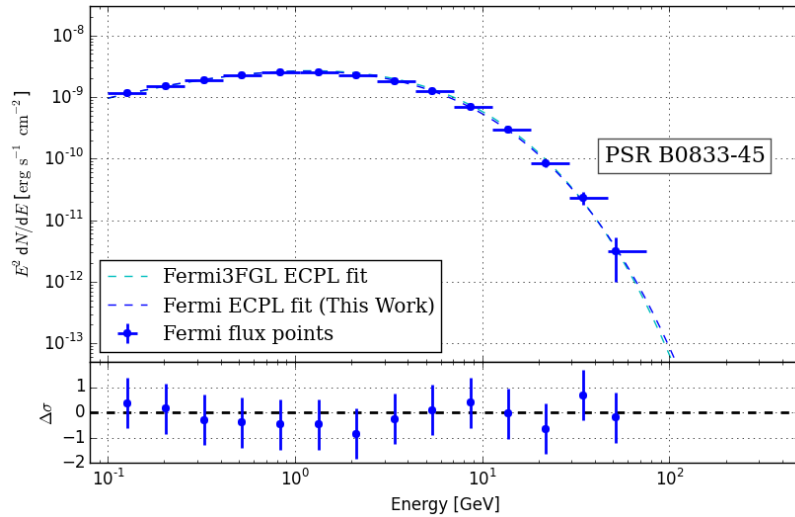


FIGURE 4.11: Spectre moyenné en phase du pulsar de Vela. L'ajustement réalisé dans le catalogue 3FGL, indiqué en bleu clair sur la figure, est presque confondu avec la solution trouvée.

Nous avons défini trois intervalles de phase conservatifs pour les régions d'émission de P1 ([0.1-0.2]), P2 ([0.5-0.6]) et P3 ([0.2,0.4]). Les spectres ajustés sur tous ces intervalles sont bien décrits par une loi de puissance à coupure sous-exponentielle, les valeurs des paramètres ajustés sont consignées dans la table 4.4. Les spectres résolus en phase sont montrés dans la figure 4.12. On peut voir qu'au-delà de quelques dizaines de GeV, le flux de P1 est environ dix fois plus faible que celui de P2.

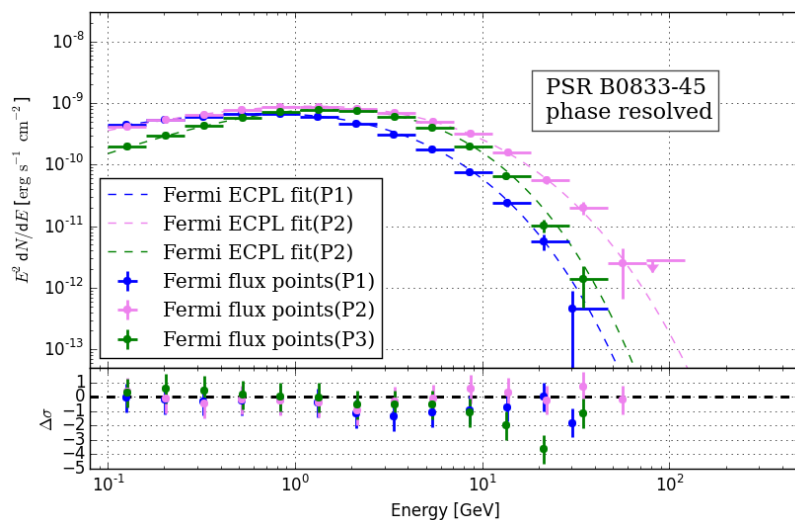


FIGURE 4.12: Spectre résolu en phase des pics P1, P2 et P3 du pulsar de Vela.

nom	intervalle de phase	Φ_0 MeV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹	E_0 MeV	α	E_c MeV	β
PA	[0.0 - 1.0]	$(1.566 \pm 0.001) \times 10^{-8}$	1000	0.936 ± 10^{-03}	159 ± 1	0.444 ± 0.001
P1	[0.1 - 0.2]	$(2.35 \pm 0.06) \times 10^{-9}$	1000	1.25 ± 0.01	346 ± 12	0.527 ± 0.004
P2	[0.5 - 0.6]	$(3.5 \pm 0.1) \times 10^{-9}$	1000	1.09 ± 0.01	255 ± 8	0.448 ± 0.003
P3	[0.2 - 0.4]	$(3.8 \pm 0.1) \times 10^{-9}$	1000	0.68 ± 0.01	230 ± 7	0.504 ± 0.003

TABLE 4.4: Valeurs des paramètres d'une loi de puissance à coupure exponentielle (4.4) ajustée sur différentes régions en phase du pulsar de Vela entre 100 MeV et 500 GeV. les paramètres Φ_0 , E_0 , α , E_c et β sont respectivement le flux à l'énergie de référence, l'énergie de référence (fixé), l'indice de la loi de puissance et l'indice de la coupure exponentielle. La dénomination PA (*phase average*) correspond à la totalité de la phase.

La méthode d'analyse des donnée de H.E.S.S. II en mode mono (voir chap. 3) nous permet de détecter des photons avec une énergie seuil d'une dizaine de GeV (voir fig. 3.16). Dans le but de comparer directement les résultats obtenus avec l'expérience H.E.S.S. II sur le pulsar de Vela, nous avons également dérivé les spectres résolus en phase au-delà de 10 GeV à partir des donnée de *Fermi*. Les résultats de ces ajustements sont donnés dans la table 4.5. On peut voir qu'au delà d'une dizaine de GeV, la pulsation P2 possède non seulement un flux près de dix fois supérieur aux autres composantes, mais également un spectre plus dur.

nom	intervalle de phase	Φ_0 MeV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹	E_0 MeV	α
P1	[0.1 - 0.2]	$(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-14}$	20000	5.0 ± 0.3
P2	[0.5 - 0.6]	$(1.0 \pm 0.1) \times 10^{-13}$	20000	4.01 ± 0.01
P3	[0.2 - 0.4]	$(3.0 \pm 0.4) \times 10^{-14}$	20000	5.1 ± 0.2

TABLE 4.5: Valeurs des paramètres d'une loi de puissance (eq. 2.18) ajustée sur différentes régions en phase du pulsar de Vela entre 10 GeV et 500 GeV. L'énergie de référence E_0 est fixée.

Le spectre en loi de puissance du pulsar du Crabe aux très hautes énergie soulève la question du comportement de celui des autres pulsars au-delà de la rupture de pente observée. Dans le cas du pic P2 nous avons également ajusté les données de *Fermi* au-delà de 10 GeV par une parabole logarithmique (eq. 2.19) dans le but de tester l'existence d'une courbure dans cette partie du spectre. L'ajustement d'une telle forme conduit aux valeurs données dans la table 4.6. Le paramètre β converge vers une valeur supérieure à 0, le rapport de vraisemblances entre les deux hypothèses ($-2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mathcal{H}_{\text{PWL}})}{\mathcal{L}(\mathcal{H}_{\text{LOG}})} = 7.38$) conduit à une préférence pour la parabole logarithmique, en considérant le degré de liberté supplémentaire de l'hypothèse \mathcal{H}_{LOG} , on peut évaluer la significativité de cette préférence à 2.7σ . Le résultat de cet ajustement est montré dans la figure 4.13. On remarque que la parabole ajustée est très consistante avec la loi de puissance à coupure sous-exponentielle ajustée sur toute la gamme d'énergie. Ce résultat montre donc une indication de courbure dans le spectre de P2 au-delà de 10GeV; Nous reprendrons ce

sujet au chapitre 5 lors de l'analyse des données de H.E.S.S. II. Enfin, le nombre plus faible de photons à ces énergies pour P1 et P3 ne nous permet pas de reproduire l'exercice pour ces composantes.

nom	intervalle de phase	Φ_0 MeV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹	E_0 MeV	α	β
P2	[0.5 - 0.6]	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{-13}$	20000	4.3 ± 0.2	0.7 ± 0.3

TABLE 4.6: Valeurs des paramètres d'une parabole logarithmique ajustée sur la pulsation P2 du pulsar de Vela entre 100 MeV et 500 GeV.

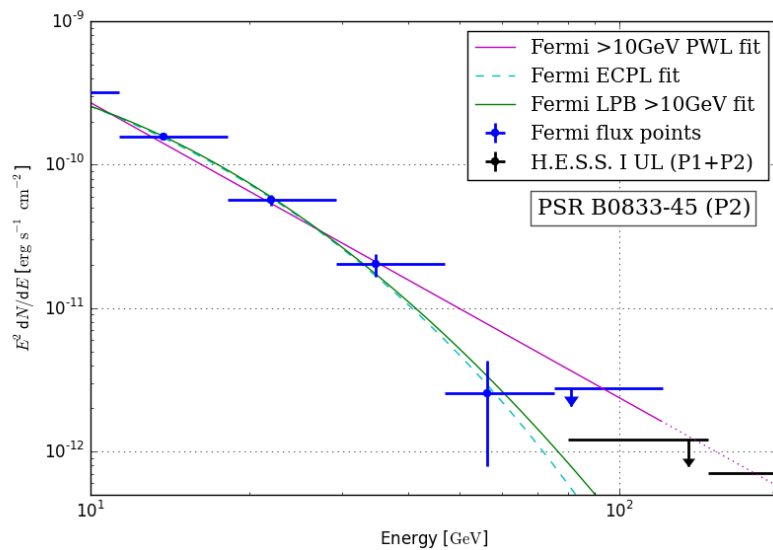


FIGURE 4.13: Spectres résolus en phase au delà de 10 GeV du pic P2 du pulsar de Vela (phase $\in [0.5-0.6]$).

4.4.2 B1706-44

Le pulsar B1706-44 (ou J1709-4429) a d'abord été détecté comme source γ non identifiée par le satellite COS-B (? , ?). Son identification en tant que pulsar a été faite environ 10 ans plus tard avec la découverte de la période de 102 ms de l'émission radio lors d'une recherche de pulsars à courte période dans la région du plan galactique visible depuis l'hémisphère sud par le télescope Parkes (? , ?). L'utilisation des éphémérides radio du pulsar a permis à (? , ?) de détecter un signal pulsé au-delà de 400 MeV avec EGRET, puis à (? , ?) de mettre en évidence l'existence de pulsations dans les rayons X. Enfin, le pulsar B1706-44 fait partie des pulsars les plus brillants dans les gammes d'énergies sondées par le *Fermi*-LAT, après Vela, le Crabe et Geminga. Il fait également partie des premiers pulsars pour lesquels on a observé une coupure sous-exponentielle du spectre d'émission (? , ?). Visible dans le ciel de H.E.S.S de mars à septembre, ce pulsar montre

des pertes d'énergie importantes ($\dot{E} = 3.4 \times 10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$) pour une distance d'environ 3 kpc. Ces caractéristiques en font une cible de choix pour le réseau de télescopes H.E.S.S. II.

Notons que l'on observe une nébuleuse diffuse dans les longueurs d'onde radio et X autour de la position du pulsar. Une nébuleuse compacte a également été observée en rayons X par le télescope Chandra (?, ?), laissant apparaître une structure complexe comprenant un tore et des jets (voir fig. 4.14).

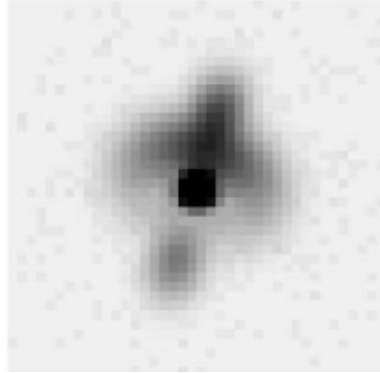


FIGURE 4.14: Nébuleuse Compacte autour du pulsar B1706-44 vu par le télescope Chandra (?, ?).

Remarquons enfin qu'une possible association avec le vestige de supernova G342.1-2.3 est envisagée, cependant l'implication d'une vitesse propre élevée en raison de la position décentrée du pulsar dans cette structure ne semble pas consistante avec celle mesurée (?, ?). Le réseau de télescope H.E.S.S. a détecté une émission diffuse dans cette région (?, ?). L'association de cette émission avec la nébuleuse ou le SNR est toujours discutée.

4.4.2.1 Courbe de lumière

La courbe de lumière du pulsar B1706-44 présente deux pics (P1 et P2) avec un écartement en phase de $\Delta \sim 0.3$. En cela il diffère nettement du pulsar de Vela. Comme pour beaucoup de pulsars qui montrent un écartement plus faible que la moyenne, le pont (B) reliant les deux pics est d'un flux relativement élevé. L'évolution de la courbe de lumière avec l'énergie suit un schéma semblable à celle de Vela, c'est-à-dire une augmentation du rapport $P2/P1$, P2 devenant plus brillant que P1 avec l'augmentation de l'énergie.

De manière analogue au pulsar de Vela, la courbe de lumière est bien ajustée par la somme de deux lorentziennes asymétriques et d'une gaussienne logarithmique. Quatre

exemples de ces ajustements sont montrés dans la figure 4.15, les valeurs ajustées sur les trois composantes : P1, P2 et B sont données dans les tables respectives 4.7, 4.8 et 4.9. On peut noter la diminution de la largeur à mi-hauteur extérieur avec l'augmentation de l'énergie.

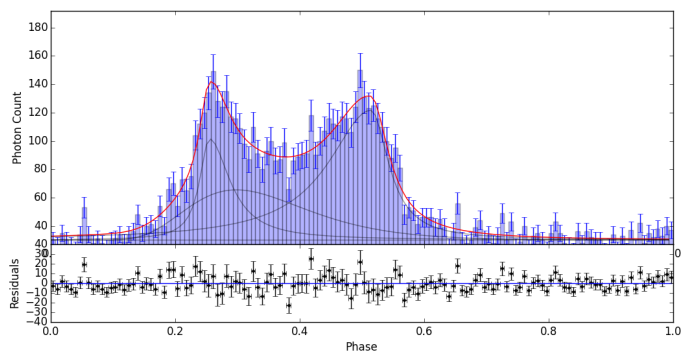
Bien que l'on n'observe pas à proprement parler de troisième pic pour ce pulsar, l'évolution de la gaussienne logarithmique ajustée montre quelque similitude avec celle ajustée sur le pulsar de Vela : la position du maximum semble se déplacer de la phase ~ 0.3 à la phase ~ 0.4 . On pourra également remarquer l'existence d'une structure suspecte (visible dans la figure 4.15) à une phase légèrement inférieure à celle du maximum ajusté pour P2. On peut voir sur la courbe de lumière du pulsar au-delà de 25 GeV (4.16) que le maximum de l'émission semble correspondre à cette structure, à une phase ~ 0.45 . Aussi il semble possible de penser, avec toute la prudence nécessaire au vu du faible nombre d'événements, que la courbe de lumière change aux alentours de ces énergies. Les observations réalisés par le télescope H.E.S.S II en mode mono pourraient permettre d'explorer la morphologie de la courbe de lumière à ces énergies avec un nombre plus important de photons.

Energy range (MeV)	Position	Amplitude	σ_2	σ_1
100.0 - 138.5	0.252 ± 0.009	23.0 ± 45.0	0.02 ± 0.02	0.046 ± 0.009
138.5 - 246.5	0.255 ± 0.006	71.6 ± 8.3	0.04 ± 0.01	0.019 ± 0.007
246.5 - 439.0	0.256 ± 0.002	167.0 ± 13.0	0.021 ± 0.003	0.014 ± 0.003
439.0 - 781.0	0.257 ± 0.002	216.0 ± 16.0	0.023 ± 0.003	0.015 ± 0.002
781.0 - 1389.0	0.253 ± 0.002	254.0 ± 16.0	0.027 ± 0.003	0.01 ± 0.002
1389.0 - 2470.0	0.257 ± 0.001	289.0 ± 10.0	0.044 ± 0.004	0.0131 ± 0.0009
2470.0 - 4392.5	0.259 ± 0.002	145.6 ± 6.4	0.058 ± 0.004	0.013 ± 0.001
4392.5 - 7811.0	0.259 ± 0.002	69.4 ± 4.3	0.055 ± 0.005	0.01 ± 0.001
7811.0 - 24702.0	0.258 ± 0.003	20.8 ± 2.6	0.066 ± 0.01	0.006 ± 0.002

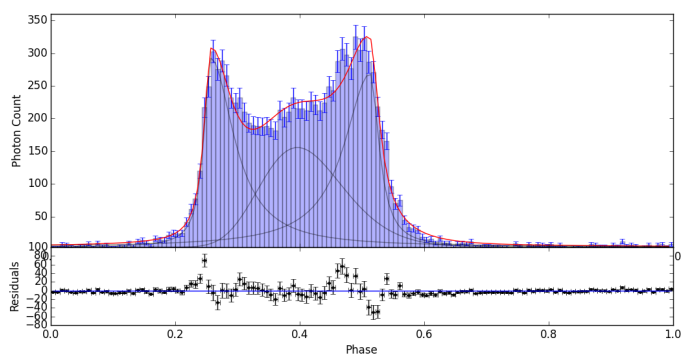
TABLE 4.7: Valeurs des paramètres de la fonction lorentzienne asymétrique ajustée sur la pulsation P1 du pulsar B1706-44 dans 10 bandes en énergie. On voit que la position du pic reste stable. La demi-largeur extérieur diminue avec l'augmentation de l'énergie, alors celle intérieur augmente.

4.4.2.2 Analyse spectrale

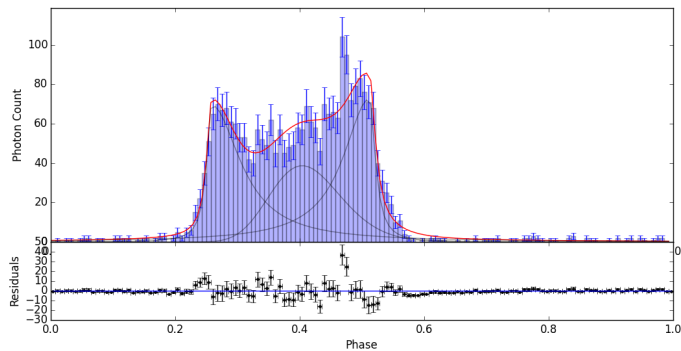
L'ajustement du spectre du pulsar B1706-44 montre que celui-ci est bien décrit par une loi de puissance à coupure sous-exponentielle, avec un indice $\beta \sim 0.5$. A l'instar du pulsar de Vela, les spectres résolus en phase dans les régions de P1 ([0.25-0.35]), B ([0.35,0.45]) et P2 ([0.45,0.55]) sont également bien décrits par cette forme. Les valeurs des paramètres ajustés sont données dans la table 4.10. On peut voir les spectres ajustés



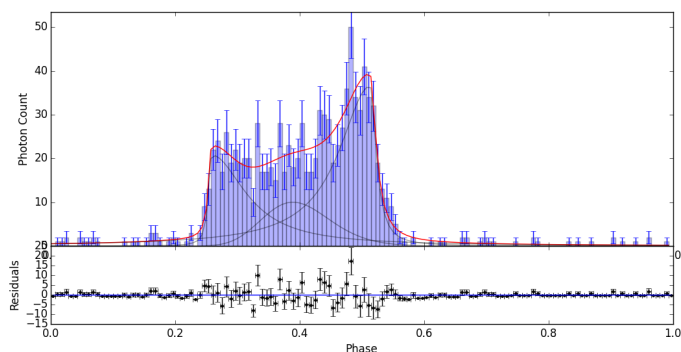
(A)



(B)



(C)



(D)

FIGURE 4.15: Ajustement de la courbe de lumière du pulsar B1706-44 par la fonction 4.5 pour les intervalles d'énergie 138-246 MeV (A), 1.4-2.5 GeV (B), 4.4-7.8 GeV (C) et 7.8-24.7 GeV (D). Les différentes composantes de la fonction 4.5 sont montrées en gris et leur somme est montrée en rouge.

Energy range (MeV)	Position	Amplitude	σ_2	σ_1
100.0 - 138.5	0.511 ± 0.01	22.8 ± 4.3	0.06 ± 0.01	0.05 ± 0.04
138.5 - 246.5	0.515 ± 0.005	91.7 ± 6.2	0.034 ± 0.005	0.08 ± 0.01
246.5 - 439.0	0.512 ± 0.003	188.1 ± 7.8	0.026 ± 0.003	0.069 ± 0.005
439.0 - 781.0	0.513 ± 0.002	306.5 ± 9.7	0.023 ± 0.002	0.068 ± 0.004
781.0 - 1389.0	0.512 ± 0.002	360.0 ± 10.0	0.021 ± 0.001	0.062 ± 0.003
1389.0 - 2470.0	0.513 ± 0.002	265.0 ± 12.0	0.017 ± 0.001	0.05 ± 0.003
2470.0 - 4392.5	0.513 ± 0.002	166.7 ± 8.8	0.014 ± 0.001	0.05 ± 0.004
4392.5 - 7811.0	0.512 ± 0.002	72.7 ± 5.8	0.011 ± 0.002	0.051 ± 0.005
7811.0 - 24702.0	0.513 ± 0.003	36.5 ± 3.4	0.012 ± 0.002	0.061 ± 0.007

TABLE 4.8: Valeurs des paramètres de la fonction lorentzienne asymétrique ajustée sur la pulsation P2 du pulsar B1706-44 dans 10 bandes en énergie. On voit que la position du pic reste stable. La demi-largeur extérieur diminue avec l'augmentation de l'énergie. La demi-largeur intérieur ne montre pas d'évolution.

Energy range (MeV)	Position	Amplitude	σ
100.0 - 138.5	0.344 ± 0.003	3.9 ± 1.3	0.23 ± 0.04
138.5 - 246.5	0.298 ± 0.001	8.9 ± 2.4	0.32 ± 0.04
246.5 - 439.0	0.3221 ± 0.0006	24.5 ± 2.0	0.28 ± 0.01
439.0 - 781.0	0.3297 ± 0.0009	40.3 ± 2.1	0.26 ± 0.008
781.0 - 1389.0	0.332 ± 0.0007	43.8 ± 1.9	0.241 ± 0.006
1389.0 - 2470.0	0.3964 ± 0.0004	25.7 ± 1.5	0.168 ± 0.008
2470.0 - 4392.5	0.4021 ± 0.0002	12.8 ± 1.0	0.149 ± 0.007
4392.5 - 7811.0	0.4039 ± 0.0002	5.5 ± 0.6	0.14 ± 0.009
7811.0 - 24702.0	0.389 ± 0.003	1.4 ± 0.3	0.14 ± 0.02

TABLE 4.9: Valeurs des paramètres de la fonction gaussienne logarithmique ajustée sur le pont du pulsar B1706-44 dans 10 bandes en énergie.

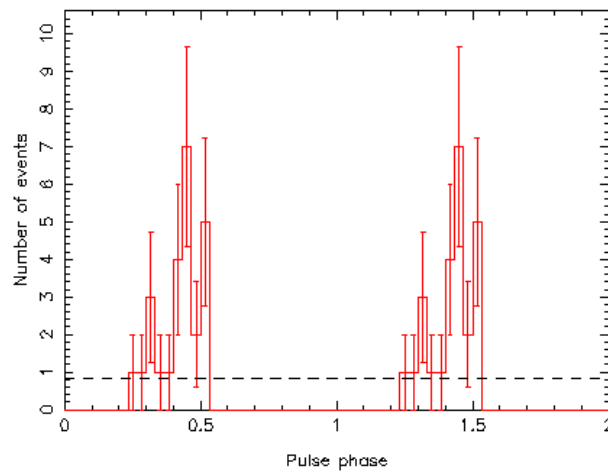


FIGURE 4.16: Courbe de lumière de B1706-44 au-delà de 25 GeV pour une ROI de 0.2° .

sur les différentes régions en phase sur la figure 4.17. Les formes ajustées sur ces intervalles ne montrent pas de différences importantes. On pourra également noter une certaine similitude entre les spectres mesurés et celui de la pulsation P2 du pulsar de Vela.

nom	intervalle de phase	Φ_0 MeV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹	E_0 MeV	α	E_c MeV	β
PA	[0.0 - 1.0]	$(1.05 \pm 0.05) \times 10^{-9}$	1000	1.190 ± 0.001	403 ± 1	0.476 ± 0.001
P1	[0.25 - 0.35]	$(2.7 \pm 0.2) \times 10^{-10}$	1000	1.15 ± 0.02	510 ± 60	0.51 ± 0.01
B	[0.35 - 0.45]	$(2.0 \pm 0.2) \times 10^{-10}$	1000	1.17 ± 0.02	716 ± 90	0.53 ± 0.02
P2	[0.45 - 0.55]	$(3.2 \pm 0.2) \times 10^{-10}$	1000	1.13 ± 0.02	403 ± 40	0.47 ± 0.01

TABLE 4.10: Valeurs des paramètres d'une loi de puissance à coupure exponentielle ajustée sur différentes région en phase du pulsar B1706-44 entre 100 MeV et 500 GeV. Les erreurs indiquées ne prennent pas en compte les corrélations entre les paramètres.

De manière analogue à la méthodologie employée pour le pulsar de Vela, nous avons ajusté une loi de puissance à l'aide des données de *Fermi* moyennées en phase au delà de 10 GeV (voir table 4.11) dans le but d'estimer le nombre d'évènements attendus pour les observations avec H.E.S.S. II mono. On peut voir sur la figure 4.18 que le spectre de B1706-44 au-delà de 10 GeV semble relativement bien décrit par cette forme dont l'indice converge vers une valeur de 3.9. La similarité entre la valeur de cet indice et celui dérivé pour la pulsation P2 du pulsar de Vela est frappante. Sans donner aucune hypothèse physique sur la coïncidence, ce trait commun nous permet une analogie directe dans le cadre de son observation avec H.E.S.S. II.

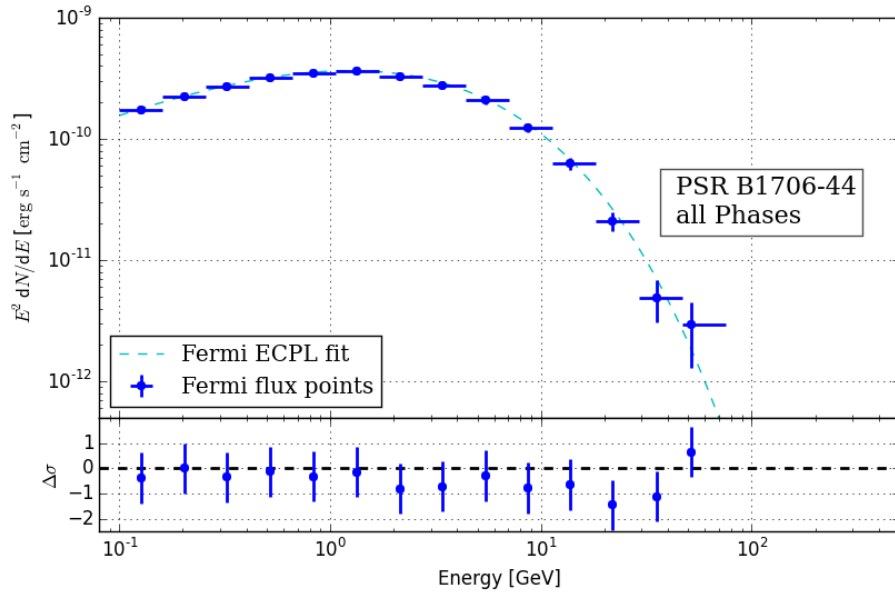
Nous avons également cherché à ajuster une parabole logarithmique sur ces mêmes données pour chercher une éventuelle courbure dans le spectre (voir table 4.11). Le rapport de vraisemblances entre les deux hypothèses ($-2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mathcal{H}_{\text{PWL}})}{\mathcal{L}(\mathcal{H}_{\text{LOG}})} = 2.06$) conduit à une très légère préférence pour la parabole logarithmique, en considérant le degré de liberté supplémentaire de l'hypothèse \mathcal{H}_{LOG} , on peut évaluer la significativité de cette préférence à 1.4σ

intervalle de phase	Φ_0 MeV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹	E_0 MeV	α	β
[0.25 - 5.5]	$(4.4 \pm 0.3) \times 10^{-14}$	20000	3.9 ± 0.1	0 (fixé)
[0.25 - 5.5]	$(4.9 \pm 0.5) \times 10^{-14}$	20000	4.1 ± 0.2	0.5 ± 0.4

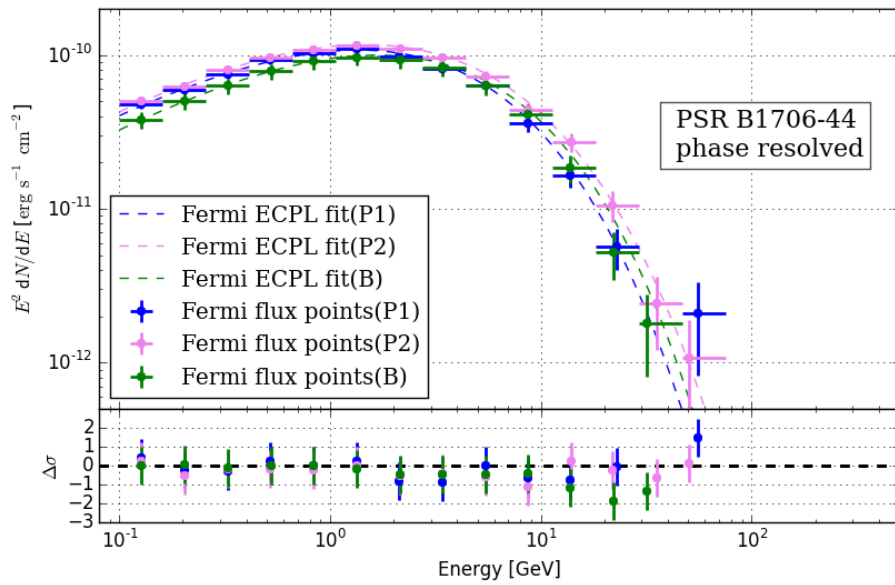
TABLE 4.11: Valeurs des paramètres d'une loi de puissance et d'une parabole logarithmique sur les données du pulsar B1706-44 entre 10 GeV et 500 GeV.

4.4.2.3 Détectabilité par H.E.S.S II en mode mono

Nous avons évalué le signal attendu avec H.E.S.S II en mode mono (voir chap. 3) du pulsar B1706-44 à l'aide de tirages Monte Carlo. Le spectre de la source a été défini



(A)



(B)

FIGURE 4.17: Ajustements du spectre de B1706-44 sur toute la phase (en haut) et sur les différentes régions P1, P2 et B (en bas), par une loi de puissance à coupure sous-exponentielle. Les valeurs des paramètres ajustés sont données dans la table 4.10.

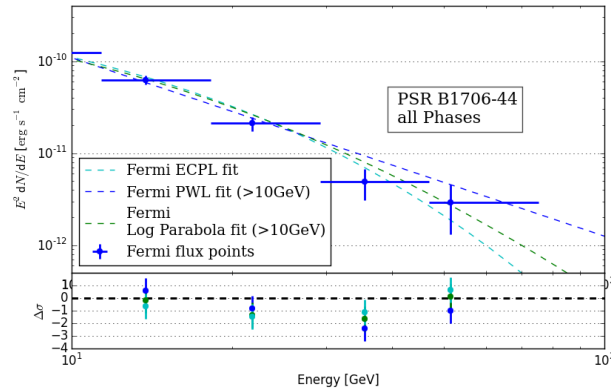


FIGURE 4.18: Spectre moyenné en phase du pulsar B1706-44 au-delà de 10 GeV.

selon la loi de puissance dérivée à partir des données du *Fermi*-LAT au-delà de 10 GeV. On peut voir sur la figure 4.19 la distribution des significativités obtenues pour 200 tirages selon cette loi de puissance et pour 24 heures d'observation. La moyenne de ces significativités est de 5.6σ , correspondant à ~ 5000 photons en excès.

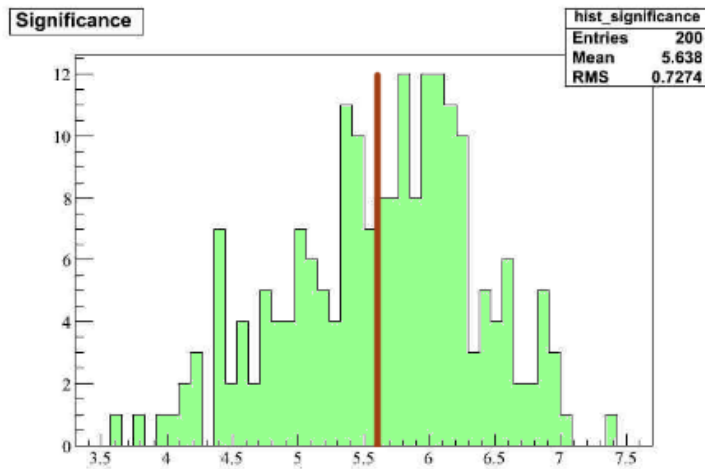


FIGURE 4.19: Distribution des significativités obtenues pour 200 tirages aléatoires et pour 24 heures d'observation du pulsar B1706-44.

Nous possédons environ 12 heures de données dont 5 passent les critères de sélection sur la qualité des runs (voir section 5.2.1) prises en juillet et août 2013. A ce premier lot de données, viennent s'ajouter 26.4 heures de données, dont 24.4 passent les critères de sélection, acquises pendant l'été 2015. Nous disposons maintenant d'éphémérides couvrant ces deux lot de données pour en faire l'analyse avec H.E.S.S. II. Les estimations ci-dessus montrent que ce lot de données semble suffisant pour assurer une détection à

PSR	ϕ_0 ($\text{MeV.cm}^{-2}.s^{-1}$)	a	E_0 (MeV)	E_c (MeV)	b	temps d'observation avec CTA pour une détection a 5σ
Vela P1	$2.35.10^{-09}$	-1.25	1000	346	0.53	~ 10 heures
Vela P2	$3.5.10^{-09}$	-1.09	1000	255	0.44	$<1/2$ heures
Geminga P2 [†]	$0.83.10^{-09}$	-0.73	1000	925	0.69	~ 5 heures
B1706-44	$1.05.10^{-09}$	-1.2	1000	403	0.476	~ 1 heure
PSRJ1809-2332 P1 [†]	$3.91.10^{-10}$	-0.91	1000	111	0.42	~ 30 heures
PSRJ0809-2332 P2 [†]	$2.60.10^{-10}$	-0.80	1000	149	0.44	~ 30 heures
PSRJ1826-1256 P1 [†]	$1.40.10^{-10}$	-1.10	1000	253	0.49	non détecté
PSRJ1826-1256 P2 [†]	$1.26.10^{-10}$	-1.09	1000	466	0.57	non détecté

TABLE 4.12: Paramètres spectraux des ajustements réalisés sur 5 pulsars jeunes et brillants dans le ciel de *Fermi* pour lesquels l'indice de la coupure exponentielle b est significativement inférieur à 1. Les pulsars portant l'indication [†] ont été analysés en utilisant les IRF PASS 7.

plus de 5σ d'une émission modulée provenant du pulsar B1706-44 avec H.E.S.S. II en mode mono.

4.4.3 Étude de la détectabilité par les IACTs des pulsars brillants à l'aide des mesures spectrales *Fermi*

Nous avons vu que certains pulsars jeunes et brillants possèdent un spectre sensiblement plus dur que la loi de puissance à coupure exponentielle simple souvent considérée. Ils doivent en conséquence être ajustés à l'aide d'une loi de puissance à coupure sous-exponentielle. Ces pulsars sont aussi toujours brillants pour des énergies dépassant la dizaine de GeV et le flux à haute énergie chute de façon moins brusque que celui décrit dans la majorité des modèles. Nous avons voulu savoir si ce spectre plus dur ouvrait de nouvelles perspectives pour l'observation des pulsars par les télescope Čerenkov au sol présents et futurs. En particulier H.E.S.S II, mais aussi CTA ¹⁰, la prochaine génération de télescopes Čerenkov.

Nous avons choisi d'utiliser les fonctions de réponse du réseau CTA dans la configuration 2A, qui possède 4 grands télescopes de 23 m de diamètre et est en conséquence, la plus adaptée pour les basses énergies. Puis nous avons procédé par tirage Monte Carlo en utilisant ces fonctions d'instrument pour déterminer le signal mesuré par les télescopes. Les résultats obtenus sont montrés dans la table 4.8.

On constate que les perspectives ouvertes par le comportement spectral à coupure sous-exponentielle ne sont pas mirobolantes. A l'exception de Vela, B1706-44 et Geminga, il faut plusieurs dizaines d'heures d'observation pour espérer une simple détection du signal et une large majorité des individus seraient tout simplement invisibles.

10. Čerenkov Telescope Array.

Remarquons tout de même que ces estimations sont les plus pessimistes envisageables. Dans l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance pour la partie à haute énergie, ou d'une seconde composante à plus haute énergie, les perspectives de l'astronomie des pulsars à haute énergie pourraient s'avérer bien plus fructueuses. Les résultats obtenus pour le pulsar du Crabe par les expériences MAGIC et VERITAS, ainsi que les indices d'une émission autour du TeV pour le pulsar de Vela (voir section 5.3.2) montrent que le sort de l'observation des pulsars aux très hautes énergies est loin d'être scellé.

Chapitre 5

Détection et étude du pulsar de Vela avec H.E.S.S. II

5.1 Vela dans tous ses états

Il y a quelque 10 000 ans, l'écllosion d'un nouvel astre d'un éclat flamboyant embrasa le ciel austral. La supernova qui donna naissance au pulsar de Vela brilla pendant plusieurs mois, avec une luminosité remarquable, et fut inévitablement observée par les chasseurs-cueilleurs de l'époque. S'il ne reste aujourd'hui aucune trace de ces observations, on peut cependant imaginer qu'elles aient eu une influence non négligeable sur une espèce qui construisait alors les premiers mythes de son histoire, et s'apprêtait à vivre une révolution culturelle sans précédent qui allait lui faire quitter l'âge de pierre.

Aujourd'hui, le pulsar de Vela, ainsi que le vestige de la supernova et la nébuleuse associés, font partie des objets les plus observés et des plus étudiés de notre galaxie. En considérant un indice de freinage de l'ordre de 3, l'âge caractéristique du pulsar est $\tau_c \sim 11000$ ans mais pour ce pulsar, qui s'avère être atypique, cet indice semble proche de 1.4 (?). Le nombre important de glitches (un tout les 2 à 3 ans) rend, sinon impossible, très difficile l'estimation de cet indice et par conséquent celle de l'âge du pulsar qui pourrait alors être de plusieurs dizaines de milliers d'années. La mesure la plus fiable de la distance du pulsar central a été réalisée à l'aide de la méthode de la parallaxe, obtenue grâce aux données astrométriques optiques du télescope spatial Hubble. Cette méthode fixe la distance à $\sim 0,3$ kpc (?). Cette relative proximité fait de cet objet un banc d'essai de choix pour les modèles d'écoulement de plasma magnétisé et d'accélération de particules.

5.1.1 Vestige de la supernova

L'onde de choc issue de l'explosion de la supernova continue son extension dans l'espace, elle est toujours visible dans les longueurs d'ondes radio, optiques (voir fig. 5.2) et X. Le vestige de la supernova associé au pulsar de Vela est l'un des plus grands du ciel en taille angulaire. Son diamètre apparent est supérieur à 4 degrés. Son rayon physique vaut environ 12 parsecs et recouvre partiellement deux autres vestiges, Vela Junior et Puppis A. Son aspect est variable selon la longueur d'onde d'observation. En optique, seuls des filaments sont visibles (fig. 5.2), alors qu'en X et en radio (fig. 5.1), la structure en coquille est plus marquée. Au voisinage du centre de cette coquille, on distingue une nébuleuse de vent de pulsar, nommée Vela X.

5.1.2 Nébuleuse de vent de pulsar associée au pulsar de Vela

La nébuleuse associée au pulsar de Vela fut découverte par (?, ?) comme une des trois sources radio (Vela X, Y et Z) à l'ouest de la constellation des Voiles. Nommée Vela X, il s'agit d'un cas typique de nébuleuse d'âge moyen (~ 10000 ans) en phase de relaxation dite de Sedov. C'est-à-dire un âge pour lequel tous les processus pouvant influencer la morphologie de la nébuleuse, comme l'onde de choc en retour (voir section 1.1.4), ont déjà eu lieu. Elle est considérée aujourd'hui comme le prototype des modèles d'évolution des nébuleuses de vent de pulsar (?, ?).

Une émission diffuse importante et très étendue, au sud de la position du pulsar, fut découverte par ROSAT en rayons X (fig. 5.3C). Cette émission est attribuée au rayonnement synchrotron de leptons échappés de la nébuleuse compacte. On remarque que ce rayonnement diffus est asymétrique, décentré par rapport à la position du pulsar, et s'étend de façon perpendiculaire aux jets vers le sud. Les indices du spectre en rayons X révèlent des populations d'électrons différentes selon les régions observées. Les particules les plus proches du pulsar constituent la population la plus énergétique, d'origine non thermique. La partie diffuse en revanche, au sud du pulsar, est caractérisée par le mélange d'une population thermique de particules avec des particules hautement relativistes non thermiques.

Vela X étant assez proche de nous et très lumineuse en rayons X, le télescope Chandra a pu résoudre la morphologie de la nébuleuse compacte avoisinant le pulsar de manière suffisamment fine pour faire apparaître deux arcs évoquant une structure toroïdale. On peut également observer un jet perpendiculaire aux arcs (voir fig 5.3A). Une analyse temporelle réalisée avec ce même télescope montre une variabilité dans la

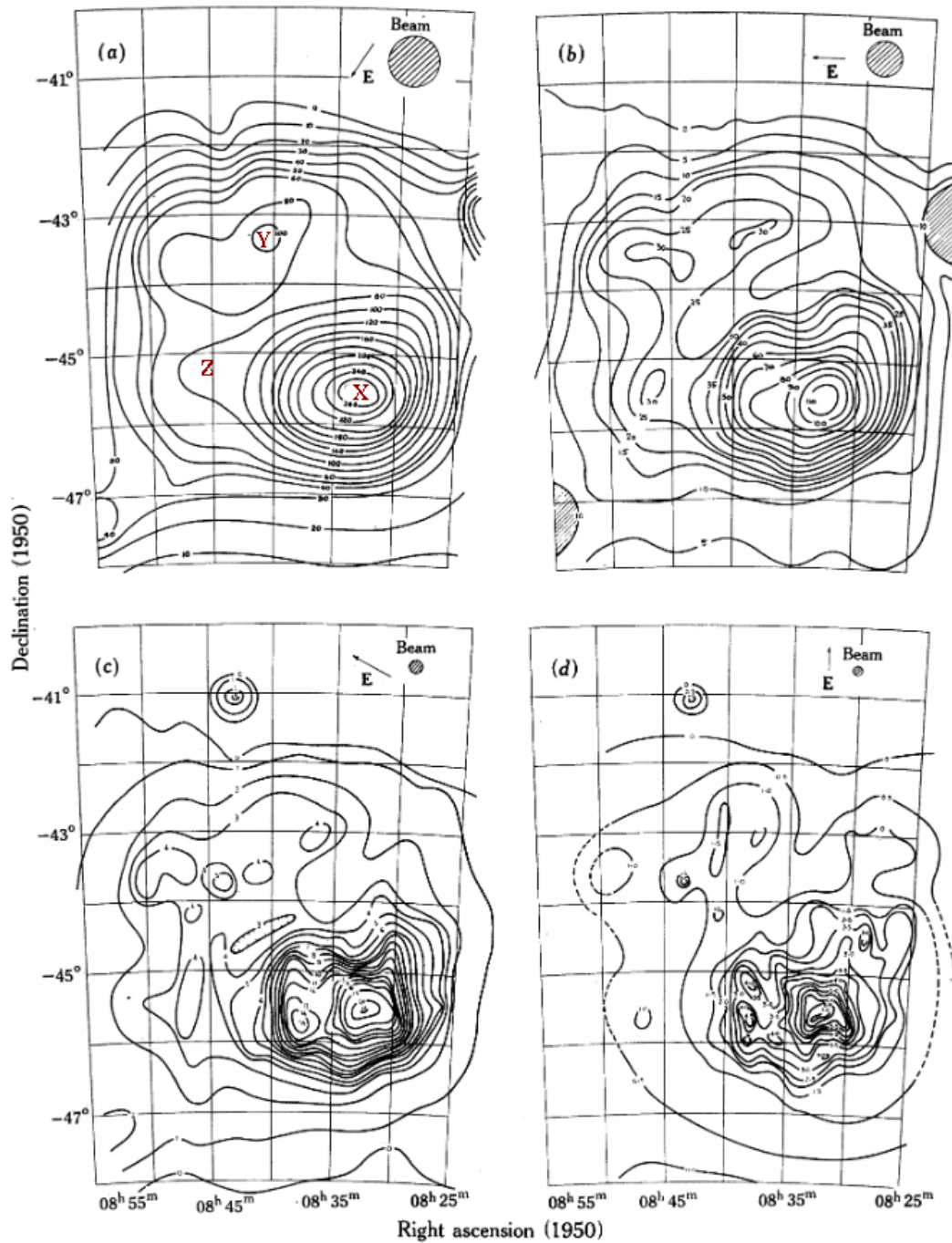


FIGURE 5.1: Cartes radio du vestige de la supernova de Vela, les ascensions droites et déclinaisons sont données en coordonnées B1950. Les contours présentent les isarithmes de la température de brillance pour les fréquences 408 (a), 635 (b), 1410 (c) et 2650 (d) MHz. On peut voir une grande structure en coquille, le SNR, à l'intérieur de laquelle sont indiquées trois régions notées X, Y et Z. La région la plus brillante, Vela X, dont le maximum de l'émission se situe au sud de la position du pulsar de Vela, se révélera être la PWN associée. Cette figure est extraite de (? , ?)

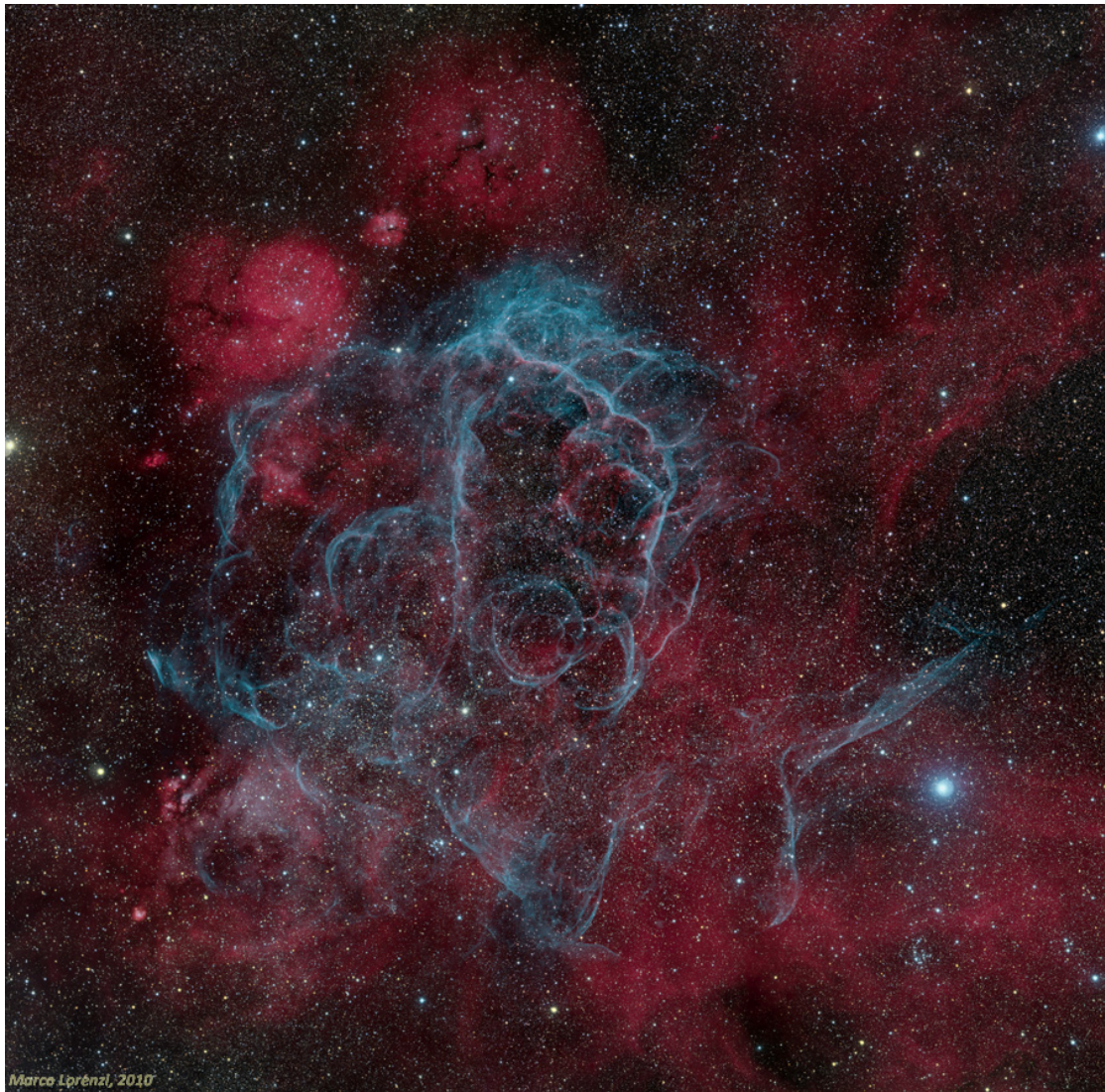


FIGURE 5.2: Vestige de la supernova de Vela photographié par (? ?) à travers un petit télescope de 300 mm (28 h de pose). Les filtres utilisés sont, en plus des trois filtres RVB, un filtre $H\alpha$ et un filtre OIII.

Cette image pourrait évoquer les tissus merveilleux des contes de fée, si fins que l'on peut les ranger dans une coquille de noix sans les froisser, une robe couleur d'étoile qui ne semble habiller Vela que d'une caresse.

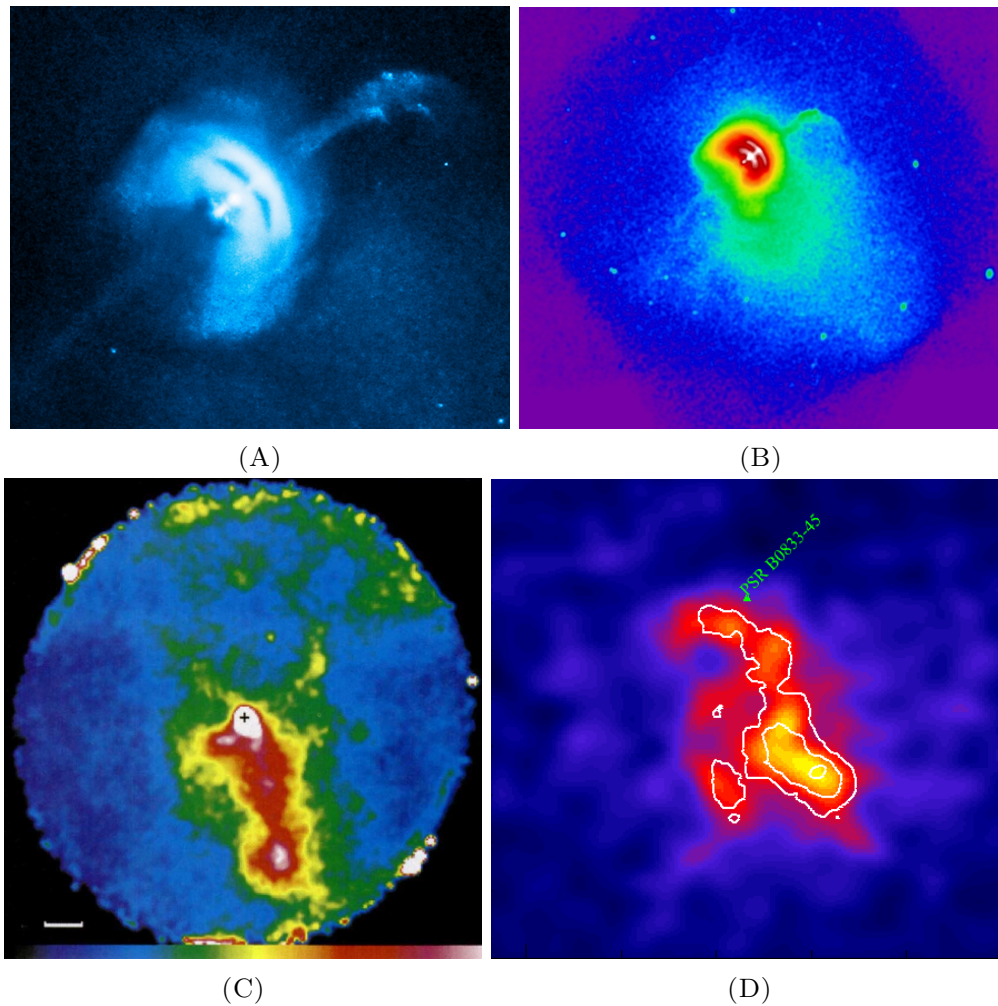


FIGURE 5.3: Nebuleuse de vent de pulsar associée au pulsar de Vela. Les figures A et B présentent la nébuleuse compacte, vue par le télescope X Chandra (entre 2 et 10 keV). La figure C montre la nébuleuse diffuse, observée par le télescope X ROSAT (<2keV). La position du pulsar est indiquée par une croix. La figure D montre la contrepartie au TeV de la nébuleuse X observée par le réseau H.E.S.S I.

luminosité du jet ainsi qu'une structure hélicoïdale pour celui-ci (? , ?). Cette structure peut être interprétée comme résultant de la précession du pulsar.

Une explication du décalage entre la nébuleuse et la position du pulsar, ainsi que du mélange de population thermique et non thermique des particules, a été proposée par (? , ?). Ils montrent qu'un gradient de densité dans le milieu ambiant provoque une asymétrie du choc en retour, forçant ainsi la migration de la nébuleuse vers le sud et le mélange des populations d'électrons relativistes provenant du pulsar et du gaz chauffé par l'onde de choc.

Le réseau de télescope H.E.S.S. a détecté une source étendue coïncidant avec la nébuleuse diffuse observée en rayons X (? , ?). Cette émission est interprétée comme

la composante Compton inverse de la nébuleuse X, visible au TeV. Un ajustement du spectre synchrotron (en X) et IC (en γ) sur différentes régions permet d'estimer le spectre en énergie des particules responsables de ce rayonnement ainsi que l'intensité du champ magnétique dans les différentes régions. Ces informations permettent d'estimer l'âge de la compression de la nébuleuse par le choc en retour à ~ 3000 ans (? , ?).

Une étude récente utilisant 4 années de données du satellite *Fermi* a révélé un comportement différent pour l'émission provenant des régions à l'ouest du pulsar (plus faible, mais plus dure) et des régions au sud-est de celui-ci (plus douces avec un cut-off aux alentours du GeV) (? , ?). Le lien entre les observations à haute (*Fermi*) et très haute (H.E.S.S) énergies est encore débattu.

5.1.3 Flux pulsé

Le Pulsar de Vela, également appelé PSR B0835-45 puis PSR J0835-4510, fut découvert peu de temps après l'annonce de la découverte du premier pulsar par Jocelyn Bell lors d'une campagne de recherche de rayonnement pulsé dans l'hémisphère sud par l'observatoire radio de Molonglo. Les pulsations individuelles du pulsar sont si intenses que la période de 89 ms fut directement observée sur le rouleau de l'enregistreur graphique. L'association au vestige, qui était déjà connu comme source radio, fut immédiatement évoquée (? , ?). Cependant, cette association fut remise en cause et débattue par les astronomes en raison du décalage entre la position du pulsar et celle de la PWN Vela X. Ce sont finalement les observations en rayons X par le télescope ROSAT de la nébuleuse et de son extension au sud, coïncidant avec un filament radio, qui entérina cette association.

On peut observer un rayonnement modulé en phase provenant du pulsar dans les fréquences allant de la radio à plus de 50 GeV (comme on verra plus loin dans ce chapitre). Si le pulsar de Vela fait partie des sources les plus brillantes du ciel dans les longueurs d'onde radio et γ , les pulsations dans les longueurs d'onde optiques, UV et X sont très faibles. Comme pour beaucoup de pulsars étudiés dans différentes gammes du spectre électromagnétique, le profil des pulsations montre des variations importantes de morphologie selon les intervalles de longueur d'onde (voir fig. 5.4).

5.1.3.1 Radio

Contrairement aux observations dans les autres longueurs d'onde qui montrent des structures complexes dans la morphologie de la distribution des phases, le phasogramme

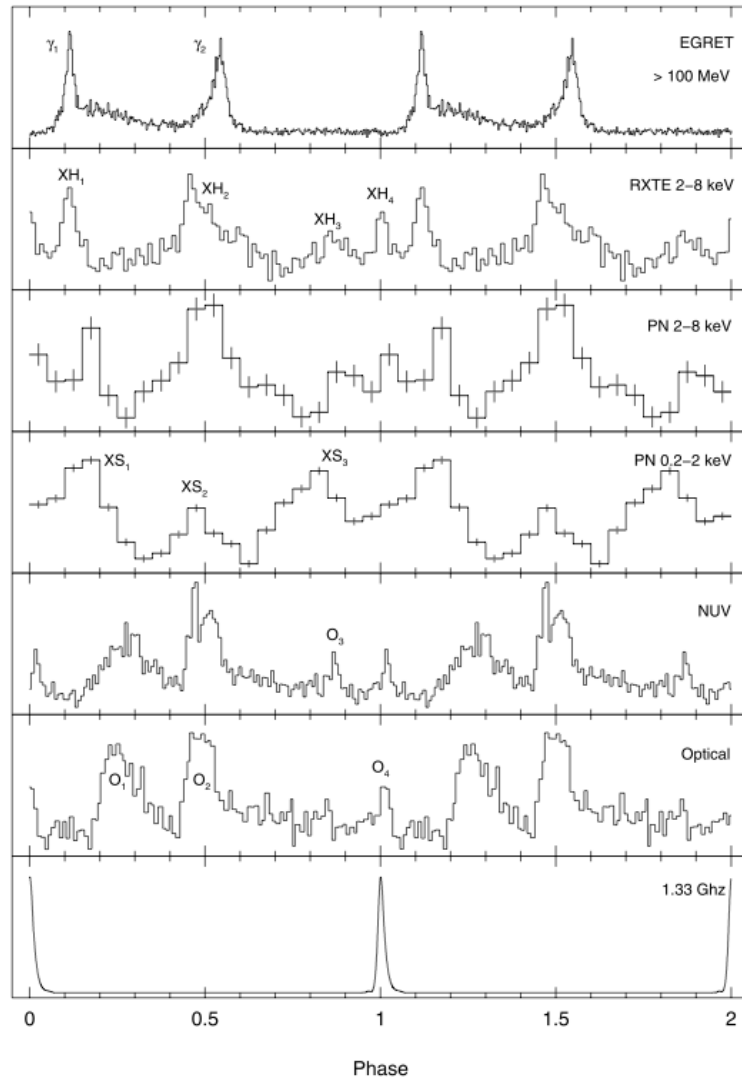


FIGURE 5.4: Flux modulé en phase du pulsar de Vela dans les longueurs d'onde radio, optique, UV, X et gamma. Cette figure est extraite de (? , ?).

radio présente une pulsation unique. Le maximum de cette pulsation est souvent pris comme référence de la phase 0 du pulsar, ce sera également le cas dans ce manuscrit.

Plusieurs analyses détaillées, prenant en compte l'étude de la polarisation du rayonnement, aussi bien sur les pulsations individuelles que sur le profil intégré, montrent des micro-structures (? , ?). Ces micro-structures laissent penser que le profil de la pulsation est le résultat de la somme de composantes distinctes. En étudiant des pulsations individuelles, (? , ?) ont montré la présence, pour certaines d'entre elles, d'une composante arrivant 4 ms après la pulsation principale.

De plus (? , ?) ont également remarqué la présence de pulsations géantes, arrivant souvent de manière rapprochée dans le temps.

5.1.3.2 Optique - UV

Le rayonnement optique du pulsar de Vela est relativement faible et a nécessité de nombreux efforts pour être détecté (?). Le profil de phase laisse paraître deux composantes distinctes atteignant leur maximum autour des phases $\sim 0.25-0.3$ (O_1) et ~ 0.5 (O_2), soit strictement inclus entre les deux pulsations γ . La pulsation O_1 semble se décaler sur la droite avec l'énergie dans les bandes UV et disparaître dans les X. Ce comportement n'est pas sans rappeler celui de la pulsation P3 dans les fréquences γ .

On remarque également la présence de structures moins importantes (O_3 et O_4) qui semblent subsister dans le profil de phase en rayons X. La structure O_4 coïncide avec la pulsation radio.

5.1.3.3 Rayons X

Le profil de phase observé en rayons X est largement dominé par le rayonnement thermique de la surface de l'étoile. Le rayonnement X, comme pour d'autres pulsars d'âge similaire, est bien décrit par 3 composantes : un corps noir froid ($T \sim 10^6\text{K}$; $R \sim 5$ km), un corps noir chaud ($T \sim 2.1 \times 10^6\text{K}$; $R \sim 0.7$ km) et une composante non thermique en loi de puissance d'indice $\gamma \sim 2$ (?). Le profil de phase de ces trois composantes est montré sur la figure 5.5. La composante non thermique ne représente que 20% de la phase et atteint son maximum à la phase ~ 0.5 , c'est-à-dire à l'opposé de la pulsation radio.

5.1.3.4 Rayons γ

Comme nous l'avons déjà vu au chapitre précédent, la distribution des phases des photons γ montre une structure à deux pics (P1 & P2) assez fins, piquant respectivement aux phases ~ 0.15 et ~ 0.55 . Ces deux pics sont reliés par un pont qui prend la forme d'une troisième composante (P3) dont la position du maximum se déplace de P1 vers P2 à mesure que l'énergie augmente. Les détails sur la courbe de lumière γ et son évolution avec l'énergie sont étudiés dans les sections 4.4.1.1 et 5.2.2.1.

5.2 Analyse mono-télescope du pulsar de Vela

En abaissant le seuil de l'instrument à une dizaine de GeV, la méthode d'analyse décrite au chapitre 3 nous a permis de détecter un signal pulsé provenant du pulsar de

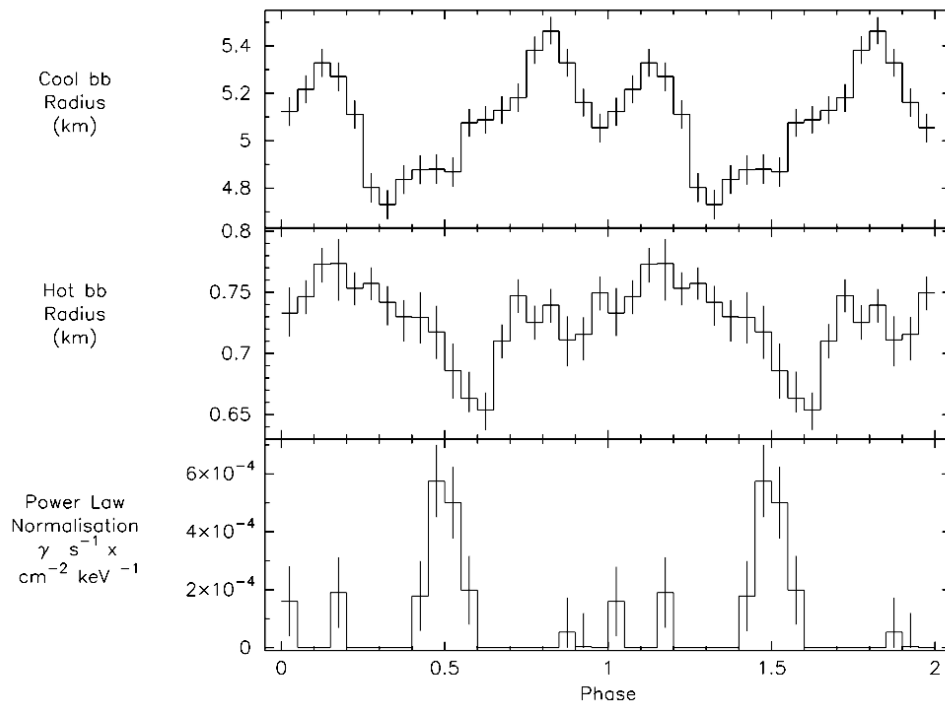


FIGURE 5.5: Flux modulé en phase des trois composantes du rayonnement en rayons X du pulsar de Vela extrait des données du télescope XMM-Newton. La figure du haut présente la modulation en phase du rayonnement du corps noir froid, celle du milieu celle du corps noir chaud et la figure du bas montre la composante non thermique du flux pulsé. Cette figure est extraite de (? , ?).

Vela. Précisons néanmoins que la toute première indication d'une émission modulée de PSR B0835-45 au-delà de 100GeV à été trouvée grâce à l'analyse hybride (voir section 5.3).

5.2.1 Sélection des runs pour l'analyse

La qualité d'un signal peut dépendre fortement de la qualité des runs utilisés. Il est donc capital d'écarter les prises de données pour lesquelles la météo ou l'électronique de l'instrument risquent d'altérer la qualité du signal. Par ailleurs, une sélection trop stricte est à éviter pour ne pas perdre des données de manière intempestive, ce qui conduirait à l'inverse de l'effet escompté. De plus, pour éviter tout biais, il est primordial que la sélection se déroule avant toute évaluation du signal.

Les premières données du pulsar de Vela incluant le cinquième télescope (CT5) ont été acquises dans la prime jeunesse de celui-ci. La sélection des runs a été faite dans un cadre où les critères standard de la discrimination des runs de mauvaise qualité n'étaient pas encore établis. Une première approche pour tester la qualité des runs fut d'observer

le taux de déclenchement (ou taux de *trigger*) moyen en fonction de l'angle zénithal pour supprimer de l'analyse les prises de données où ce taux est inférieur à 15% du taux moyen (voir fig. 5.6).

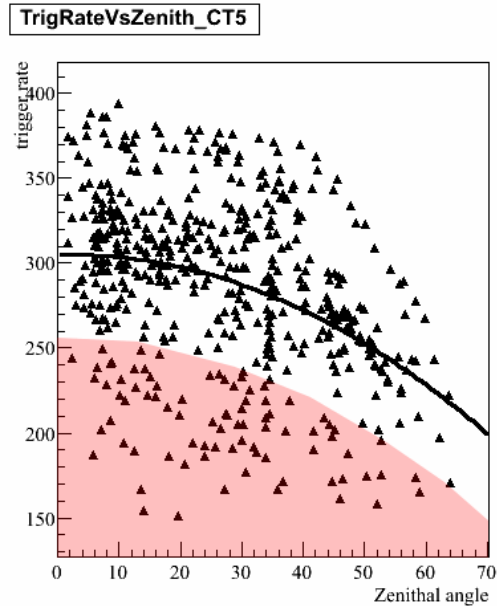


FIGURE 5.6: Taux de déclenchement de CT5 (en nombre d'évènement par 5s) en fonction de l'angle zénithal, ajusté avec un polynôme de degré 2. Les prises de données avec un taux de déclenchement inférieur à 15 % (en rouge sur la figure) de la fonction ajustée sont écartées.

Une approche plus qualitative a été ensuite de regarder au cas par cas certains paramètres extraits des données réduites, c'est-à-dire après la calibration et le nettoyage des images, le calcul des paramètres de Hillas et l'ajustement du Model3D. Les données réduites permettent d'accéder à différentes informations sur la qualité des prises de données, comme par exemple la carte des barycentres images de gerbes. Les événements étant largement dominés par le bruit de fond, uniforme dans le ciel, la distribution doit suivre l'acceptance de la caméra. La figure 5.7 montre les cartes obtenues dans différents cas (sains et pathologiques). Le nombre de pixels non opérationnels durant la prise de données est aussi une indication importante sur l'état de la caméra et de son électronique.

La dispersion du taux de déclenchement nous renseigne sur l'homogénéité de la prise des données dans le temps. Une dispersion trop importante est le signe que le taux de déclenchement a varié de façon importante au cours du temps, ceci pouvant être dû aux conditions météorologiques ou à des problèmes techniques de l'instrument.

Nous savons que le seuil de détection peut varier fortement avec l'angle zénithal. Aussi, cette analyse mettant l'accent sur l'observation des photons de basse énergie

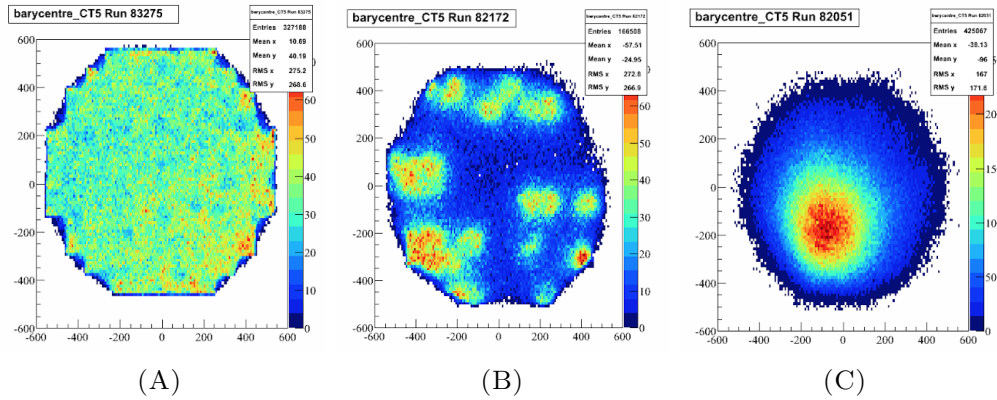


FIGURE 5.7: Cartes des barycentres des images acquises avec le télescope CT5. La figure de gauche montre un comportement sain, les deux autres présentent des caractéristiques pathologiques.

(< 100 GeV), nous avons également décidé d'écarter les données prises à un angle zénithal supérieur à 40° , c'est-à-dire ayant un seuil bien supérieur à 20 GeV (voir fig. 3.11).

Enfin, il a fallu définir une date à partir de laquelle tous les problèmes techniques inhérents à la mise en marche d'un nouvel instrument, notamment le pointé, étaient relativement bien maîtrisés, cette date ayant été arrêtée au 14 mars 2013. Nous avons donc écarté toutes les prises de données antérieures à cette date.

Les critères finaux pour la sélection des données pour l'analyse du pulsar de Vela sont les suivants :

- une durée minimum de 5 minutes,
- un temps mort inférieur à 10%,
- un taux de pixels non fonctionnels inférieur à 15 %,
- un taux de déclenchement corrigé en fonction de l'angle zénithal supérieur à 1500 Hz,
- une dispersion du taux de déclenchement inférieur à 5 %,
- un angle zénithal moyen inférieur à 40° ,
- une carte des centres de gravité homogène,
- pas de problèmes signalés dans les comptes-rendus de prise de données.

Les détails de la liste et de la sélection sont présentés dans l'annexe B.

5.2.2 Détection et étude de l'émission pulsée de B0835-45 avec H.E.S.S. II - CT5

Nous présenterons dans cette partie les détails de l'analyse qui a conduit à la détection du pulsar de Vela. Cette analyse utilise les données prises entre le 14 mars 2013 et le 27 avril 2014 après la sélection donnée dans la table B.1. Ces données représentent un total de 60 runs d'observation correspondant à un temps de 25h 12mn et avec un angle zénithal moyen de 25.3° . La méthode d'analyse utilisée est celle décrite dans le chapitre 3 avec les coupures suivantes :

- une coupure en charge, au-delà de 30 photo-électrons,
- une coupure en θ^2 , inférieur à 0.09°^2 (correspondant à la PSF à 68% de l'analyse),
- une coupure sur la variable de discrimination : $\zeta > -0.1$;

nous appellerons cette configuration d'analyse *Cut-I*.

La phase du pulsar pour chaque événement a été calculée en utilisant le package TEMPO2 (? , ?) : le temps d'arrivée a été transformé en un temps barycentré et la phase a été calculée en utilisant les éphémérides spécialement calculées pour couvrir la période d'observation.

Comme présenté dans la section 4.4.1.1, le phasogramme du pulsar de Vela vu par le *Fermi*-LAT (voir fig. 5.8) montre une émission pulsée constituée de deux pics (P1 & P2) reliés par un troisième pic (P3) asymétrique dont la position évolue avec l'énergie. Le rapport d'intensité entre P1 et P2 varie avec l'énergie et ce dernier reste bien plus brillant que les autres régions de l'émission pulsée. Les intervalles de phase pour la détection du signal (ON-Pulse), ont été choisis a priori pour chacun des pics en se basant sur la courbe de lumière obtenue au-delà de 10GeV avec le *Fermi*-LAT : P2 dans la gamme de phase [0.5-0.6], P1 [0.1-0.2] et P3 [0.3-0.4]. L'intervalle de fond (OFF-Pulse), a été choisi dans la gamme de phase [0.7-1.0] afin d'éviter toute contamination par l'émission pulsée.

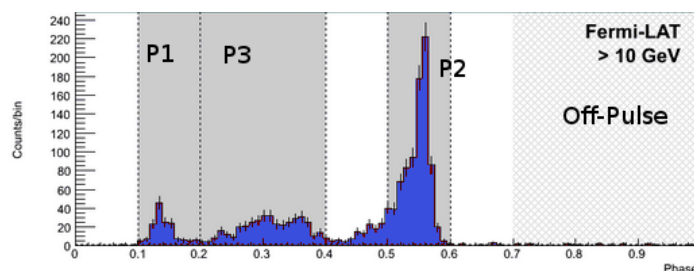


FIGURE 5.8: Phasogramme du pulsar de Vela obtenu avec les données du *Fermi*-LAT au-delà de 10 GeV. Les définitions des différentes régions utilisées pour l'analyse avec H.E.S.S. II sont montrées par les zones grises (ON-Pulse) et hachurée (OFF-Pulse).

5.2.2.1 Courbe de lumière

La courbe de lumière des évènements passant les coupures *Cut-I*, ainsi que les différentes régions en phase utilisées pour cette analyse sont montrées sur la figure 5.9. On mesure 447746 évènements dans la région ON-Pulse du pic P2 et 1313720 évènements dans la région OFF-Pulse, ce qui représente un excès de 9839 photons pour l'intervalle de phase $[0.5-0.6]$. La significativité du signal calculée selon la méthode de Li&Ma (eq. 2.16) est de 12.8 écarts types¹. Le H-test calculé pour ces évènements est de $H = 280.6$ correspondant à une significativité de 14.7 écarts types. Les évolutions de la significativité Li&Ma et du H-test sont montrées sur la figure 5.10. L'évolution attendue de la significativité est de la forme $\sigma(t) \propto \sqrt{t}$, pourtant, elle semble ici croître de façon presque linéaire. Ceci est probablement dû à une mauvaise qualité des premiers runs utilisés pour cette analyse.

La position et les largeurs à mi-hauteur du pic ont été estimées pour les données de *Fermi* et H.E.S.S. II à l'aide d'un estimateur KDE (voir section 4.4.1.1). Les valeurs mesurées, données dans la table 5.1, montrent une très bonne compatibilité des deux expériences. Ce résultat n'est pas étonnant puisque les gammes d'énergies sur lesquelles ces mesures ont été faites sont quasiment identiques. La comparaison détaillée permet de sonder la précision temporelle de l'instrument pour la datation du temps d'arrivée des photons γ qui se révèle être au moins aussi bonne que celle des éphémérides.

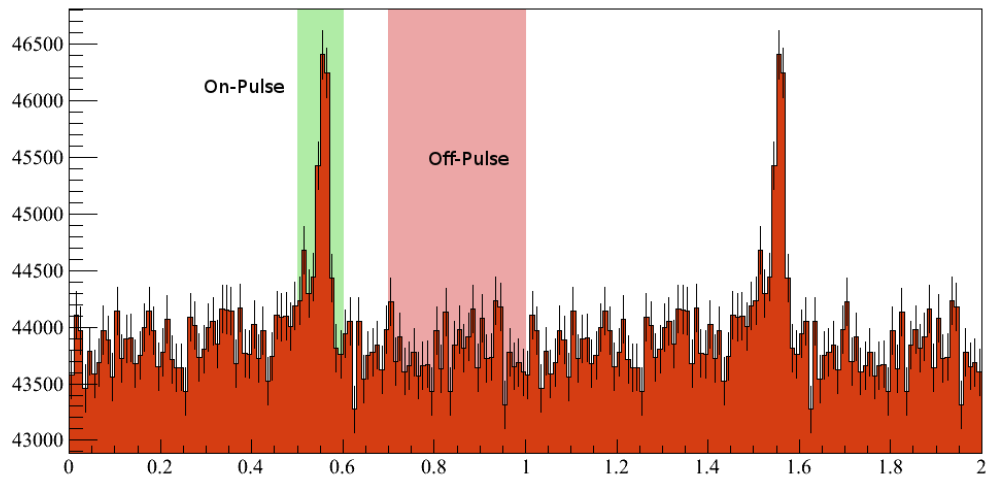


FIGURE 5.9: Phasogramme du pulsar de Vela obtenu avec l'analyse présentée au chapitre 3 et les coupures *Cut I*. La région ON-pulse est montrée en vert, la zone OFF-Pulse utilisée pour la soustraction du bruit de fond est montrée en rouge. Deux phases du pulsar sont représentées pour plus de clarté.

1. Plusieurs essais avaient été réalisés sur un premier lot de données, conduisant à une significativité de 4.5σ , le calcul de la significativité sur un second lot de données n'ayant fait l'objet d'aucun autre test (11.4h) donne une valeur de 10.3σ pour un excès de 5569 photons.

Instrument	Position	HWHM
<i>Fermi</i> -LAT	0.5594 +/- 0.0026	0.023 +/- 0.006
H.E.S.S. II	0.5589 +/- 0.0017	0.021 +/- 0.005

TABLE 5.1: Positions et largeurs à mi-hauteur évaluées avec la méthode KDE.

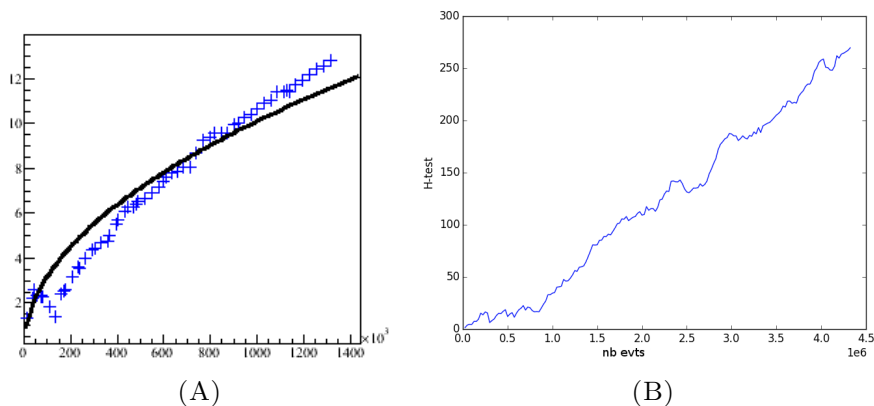


FIGURE 5.10: Évolution de la significativité (Li&Ma) en fonction du nombre d'évènements OFF-Pulse (à gauche) et du H-test en fonction du nombre total d'évènements (à droite).

dénomination	intervalle de phase	nb ON	nb OFF	excès	significativité
P1	[0.1 - 0.2]	438852	1313720	944	1.2 σ
P2	[0.5 - 0.6]	447746	1313720	9839	12.8 σ
P3	[0.2 - 0.4]	877645	1313720	1830	1.5 σ

TABLE 5.2: Synthèse des excès mesurés sur les différentes régions en phase du pulsar de Vela.

Nous avons également calculé l'excès et la significativité pour les régions de phases P1 et P3 (voir tab. 5.2). Les excès sont positifs et on peut dériver des limites supérieures pour ces intervalles de phases. Les limites à trois écart-type sont : pour P1, 5.0×10^{-10} photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et pour P3, 3.93×10^{-9} photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Dans le but d'étudier l'évolution de la courbe de lumière avec l'énergie, nous avons décidé de diviser notre échantillon en deux lots à peu près équivalents par rapport à l'énergie reconstruite médiane de l'excès observé ($E_{\text{reco}} \sim 40$ GeV). On peut évaluer la distribution en énergie vraie de ces deux lots d'évènements à partir de la simulation d'évènements Monte-Carlo selon un spectre analogue à celui mesuré par le *Fermi*-LAT pour le pulsar de Vela. Les énergies moyennes dérivées correspondent à ~ 20 GeV et ~ 42 GeV, et les intervalles d'énergie contenant ~ 68 % des évènements sont respectivement [10 - 30] GeV et [20 - 60] GeV. On peut remarquer que ces intervalles d'énergie se chevauchent, ceci étant dû aux effets de biais de la reconstruction de l'énergie. Nous avons donc dérivé les courbes de lumière pour ces deux lots d'évènements afin de mesurer

leurs paramètres. Les méthodes employées sont analogues aux mesures réalisées sur les courbes de lumière observées par *Fermi* (voir section 4.4.1.1), le niveau de fond étant calculé à partir de la région OFF-Pulse.

L'ajustement des courbes de lumière par une lorentzienne asymétrique (eq. 4.6) montre que le pic P2 est bien décrit par celle-ci (voir fig. 5.13). Les paramètres obtenus sont montrés dans la table 5.3. Les valeurs des demi-largeurs à mi-hauteur sont montrées, avec celles calculées à partir des données de *Fermi*, dans la figure 5.11. On constate un très bon accord entre les valeurs obtenues par les deux instruments, sauf pour la largeur à mi hauteur droite, σ_2 , dans les données de H.E.S.S. II, qui est plus grande que celle obtenue avec le *Fermi*-LAT ($\sigma_{2\text{H.E.S.S.}} = 0.009 \pm 0.001$ et $\sigma_{2\text{Fermi}} = 0.0048 \pm 0.0008$). Comme souligné au chapitre 4, section 4.4.1.1, ces ajustements sont à prendre avec précautions du fait de l'imposition d'une forme a priori qui peut induire des effet systématiques.

Alternativement, l'ajustement par la méthode KDE des courbes de lumières pour les deux lots de données définis précédemment permet d'estimer, sans a priori sur la forme, les largeurs à mi-hauteur gauche et droite de P2. On montre les valeurs ajustées par cette méthode ainsi que celles calculée à l'aide des données de *Fermi* sur la figure 5.12. On voit ici un bon accord entre les deux instruments, tout en remarquant que les incertitudes sont plus importantes.

La courbe de lumière des évènements à plus basse énergie ($E_{\text{reco}} < 40\text{GeV}$) montre des résidus globalement plus élevés dans les régions de P1 et P3. Il est alors possible d'ajuster les composantes de P1 et P3 de l'équation 4.5 et d'estimer la significativité de ces composantes par une méthode de rapport de vraisemblance en prenant la courbe de lumière ajustée sur P2 comme hypothèse \mathcal{H}_{P2} . L'ajustement d'une lorentzienne asymétrique sur la position de P1 conduit à un rapport de vraisemblance de $-2 \times \ln \frac{\mathcal{L}(\mathcal{H}_{P2})}{\mathcal{L}(\mathcal{H}_{P2+P1})} = 37.5$, en prenant en compte les 4 paramètres libres en plus pour l'hypothèse \mathcal{H}_{P2+P1} , cela correspond à une significativité de 5.3σ sur la présence de P1 dans les données. En reproduisant l'exercice pour les hypothèses \mathcal{H}_{P2+P1} et $\mathcal{H}_{P2+P1+P3}$, on trouve un rapport de vraisemblance de $-2 \times \ln \frac{\mathcal{L}(\mathcal{H}_{P2})}{\mathcal{L}(\mathcal{H}_{P2+P1})} = 9.7$, conduisant à une significativité de 2.2σ en faveur de l'hypothèse $\mathcal{H}_{P2+P1+P3}$.

L'ajustement du deuxième lot de données ($E_{\text{reco}} > 40\text{GeV}$) par plusieurs composantes ne montre en revanche aucune amélioration par rapport à l'ajustement réalisé pour une seule composante.

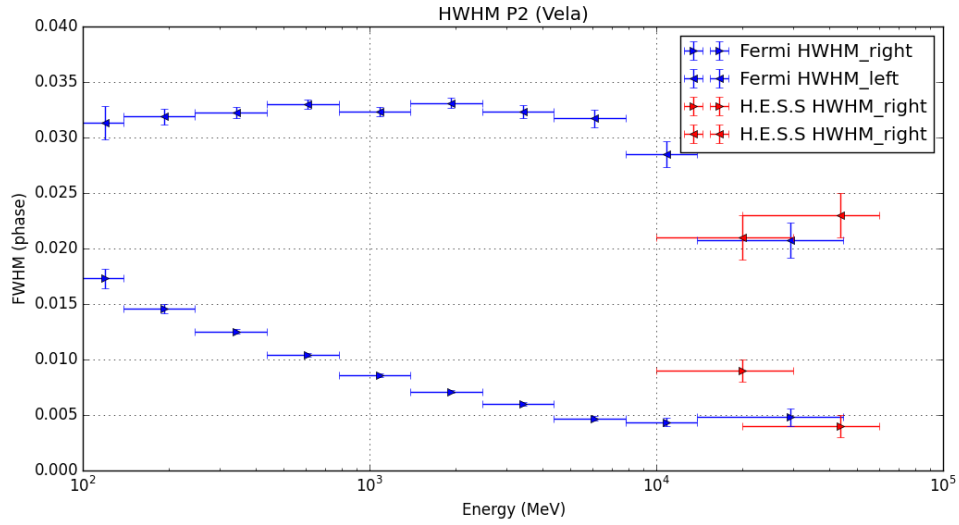


FIGURE 5.11: Évolution de la largeur à mi-hauteur du pic P2 du pulsar de Vela, dérivée à partir de l'ajustement de la courbe de lumière mesurée par les instruments *Fermi* et H.E.S.S. II-mono.

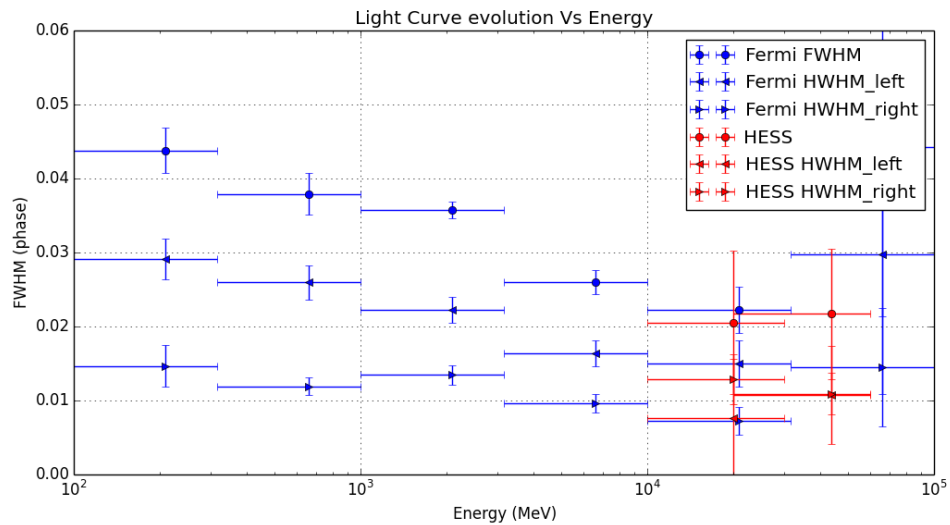
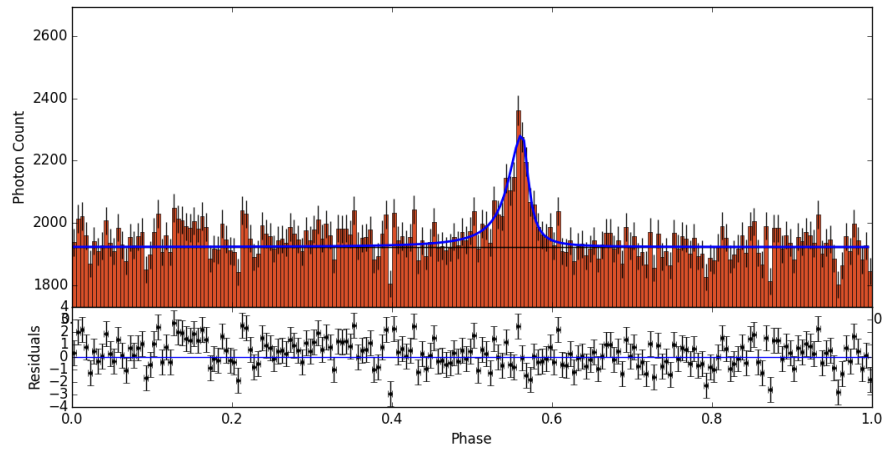
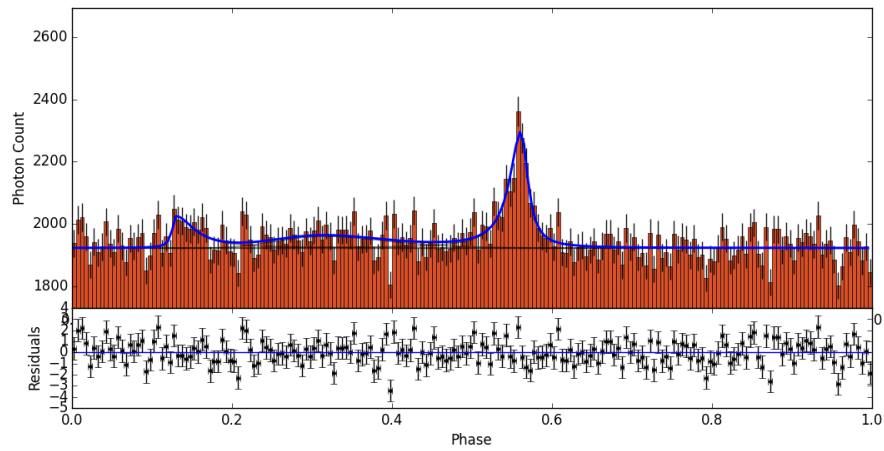


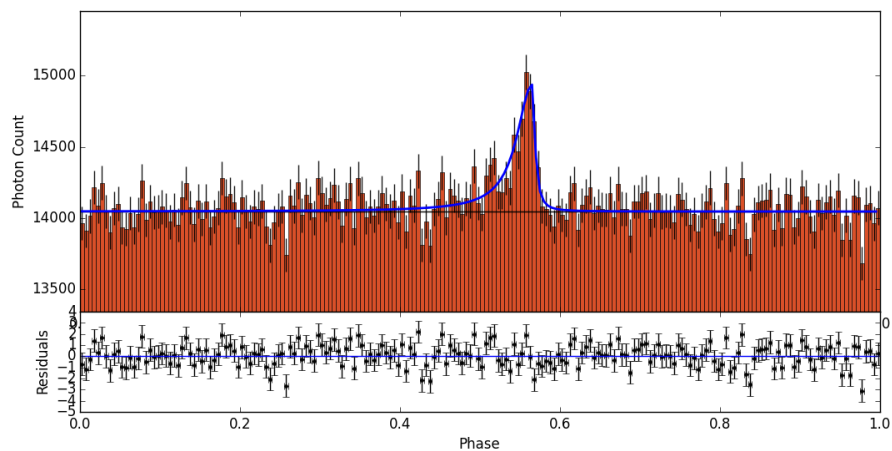
FIGURE 5.12: Évolution de la demi largeur à mi-hauteur du pic P2 du pulsar de Vela avec l'énergie évaluée avec une méthode KDE. Les valeurs calculées à partir des données de *Fermi* sont représentés en bleu, celles dérivées à partir des données de H.E.S.S. II en rouge. Comparativement à l'ajustement par une fonction lorentzienne, on constate ici un meilleur accord et des incertitudes plus importantes sur les largeurs mesurées.



(A)



(B)



(C)

FIGURE 5.13: Ajustement de la courbe de lumière du pulsar de Vela. En haut et au milieu les évènements d'énergie reconstruite $E_{\text{reco}} < 40$ GeV sont ajustés respectivement par une lorentzienne asymétrique puis avec la somme de deux lorentziennes asymétriques et d'une gaussienne logarithmique. En bas, les évènements d'énergie reconstruite $E_{\text{reco}} > 40$ GeV sont ajustés par une seule lorentzienne asymétrique.

Expérience	Énergie (GeV)	Position	Amplitude	σ_2	σ_1
H.E.S.S. II-mono	10 - 30	0.563 ± 0.001	362.0 ± 22.0	0.009 ± 0.001	0.021 ± 0.002
H.E.S.S. II-mono	20 - 60	0.565 ± 0.0008	889.0 ± 59.0	0.004 ± 0.001	0.023 ± 0.002
<i>Fermi</i> -LAT	14 - 45	0.563 ± 0.001	90.8 ± 7.4	0.0048 ± 0.0008	0.021 ± 0.002

TABLE 5.3: Valeurs des paramètres d’une fonction Lorentzienne asymétrique ajustée sur le pic P2 du pulsar Vela mesurées par H.E.S.S II-mono. Les valeurs ajustées à l’aide des données de *Fermi* pour l’intervalle d’énergie le plus haut (voir table 4.2) sont également rappelées.

5.2.2.2 Carte pulsée de P2

Les cartes pulsées d’excès et de significativité ont été réalisées en soustrayant les évènements de la région OFF-Pulse à ceux de la région ON-Pulse. L’émission est naturellement compatible avec une source ponctuelle au regard de la PSF. La carte d’excès a été ajustée par une gaussienne asymétrique dans le but d’extraire la position de la source. Les coordonnées obtenues à partir des données sont R.A = 08h35m19.44s (± 0.4 s)_{stat}, DEC = -45°11’14.3” (± 3.6 ”)_{stat}, soit une différence de $0.013^{\circ}_{\pm 0.003_{\text{stat}}}$ avec la position de B0833-45 dans le catalogue ATNF. En considérant le caractère préliminaire des corrections de pointé de CT5, cet accord à moins de 0.015° est assez satisfaisant. La carte de significativité est montrée sur la figure 5.14. On peut voir sur cette figure que la distribution de significativité dans les régions à plus de 0.5° de la position du pulsar est bien décrite par une gaussienne d’écart-type proche de 1 et centrée en 0.2, la valeur attendue pour la moyenne de ces évènements étant de 0. Le léger décalage entre la valeur attendue et celle mesurée est vraisemblablement dû à certains évènements dont la direction est mal reconstruite et qui participent artificiellement à augmenter la significativité dans des régions éloignées du pulsar. Cela implique une légère perte d’évènements dont l’amplitude reste négligeable.

5.2.2.3 Spectre du pic P2 entre 20 et 120 GeV (énergie reconstruite)

Le spectre d’énergie est dérivé en utilisant une méthode de *forward folding* (voir sec. 2.3.3), permettant l’ajustement d’une forme spectrale par maximum de vraisemblance. Dans le cours normal de la reconstruction spectrale des données de H.E.S.S, on charge chaque run séparément avec les IRF correspondant aux caractéristiques de ce run. Les données sont ensuite divisées en bandes d’énergie et la minimisation s’effectue sur l’ensemble de ces fractions de données. Pour cette analyse, le faible rapport signal sur bruit de la source conduit à un signal trop faible dans chacune de ces fractions de données pour que la minimisation s’effectue correctement. Ceci induit des biais non négligeables lors de la reconstruction spectrale (?). Pour contrer ce problème nous avons dû regrouper

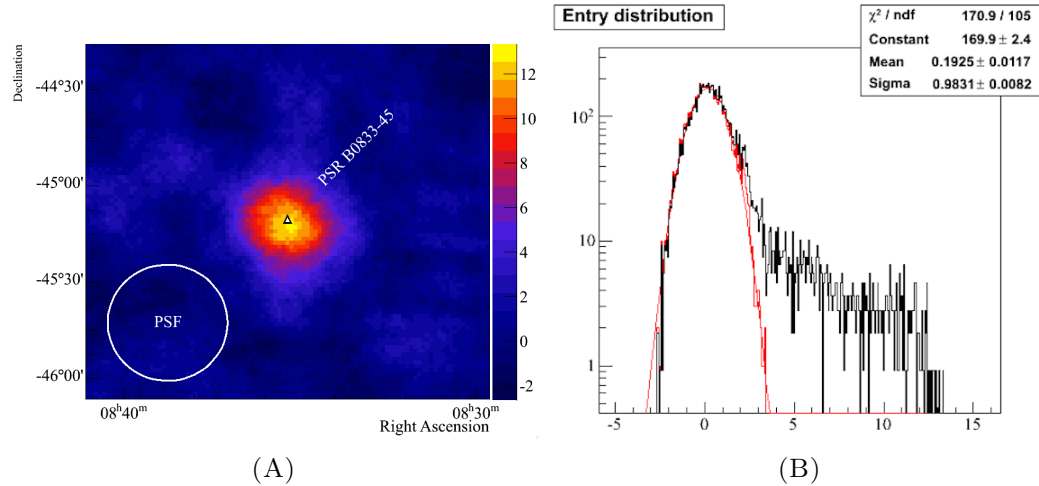


FIGURE 5.14: Carte de significativité de la pulsation P2 du pulsar de Vela (à gauche). Les distributions de significativité de cette carte pour tout le champ de vue (en noir) et en excluant la région proche de la position du pulsar (en rouge) sont montrées sur la figure de droite.

les runs ayant des caractéristiques similaires dans une seule bande (5 bandes au total au lieu de 60). Cela a été possible grâce à la faible dispersion des angles zénithaux des prises de données.

Remarquons que la minimisation se fait sur les paramètres de la forme choisie. Les résidus sont ensuite évalués en faisant le rapport entre les nombres de γ prédits et mesurés pour une énergie reconstruite donnée. Une question importante est liée aux incertitudes sur les IRF proches du seuil en raison des fluctuations de la transparence de l'atmosphère. La connaissance du spectre de la source mesuré à partir des données du *Fermi*-LAT permet d'investiguer le seuil d'énergie au-dessus duquel les incertitudes sur les IRF sont acceptables.

Le résultat de l'ajustement entre 20 et 120 GeV (en énergie reconstruite) du pic P2 du pulsar de Vela par une loi de puissance (voir fig. 5.15) donne les paramètres suivants : $\Gamma = 4.1 \pm 0.2_{stat}$ et $\Phi_0 = \Phi(20\text{GeV}) = (8.2 \pm 0.6_{stat}) \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. L'indice de la loi de puissance est très proche de celui mesuré au-delà de 10 GeV à partir de données du *Fermi*-LAT (4.1 ± 0.1) et tout à fait compatible avec ce dernier. On remarque cependant que le flux mesuré par H.E.S.S. est systématiquement plus faible ($\sim 10\%$) que celui mesuré avec le *Fermi*-LAT. L'accord entre les deux expériences reste néanmoins remarquable.

Nous avons également tenté d'ajuster à ces mêmes données une parabole logarithmique dans le but de tester l'existence d'une éventuelle courbure dans le spectre. Celle-ci

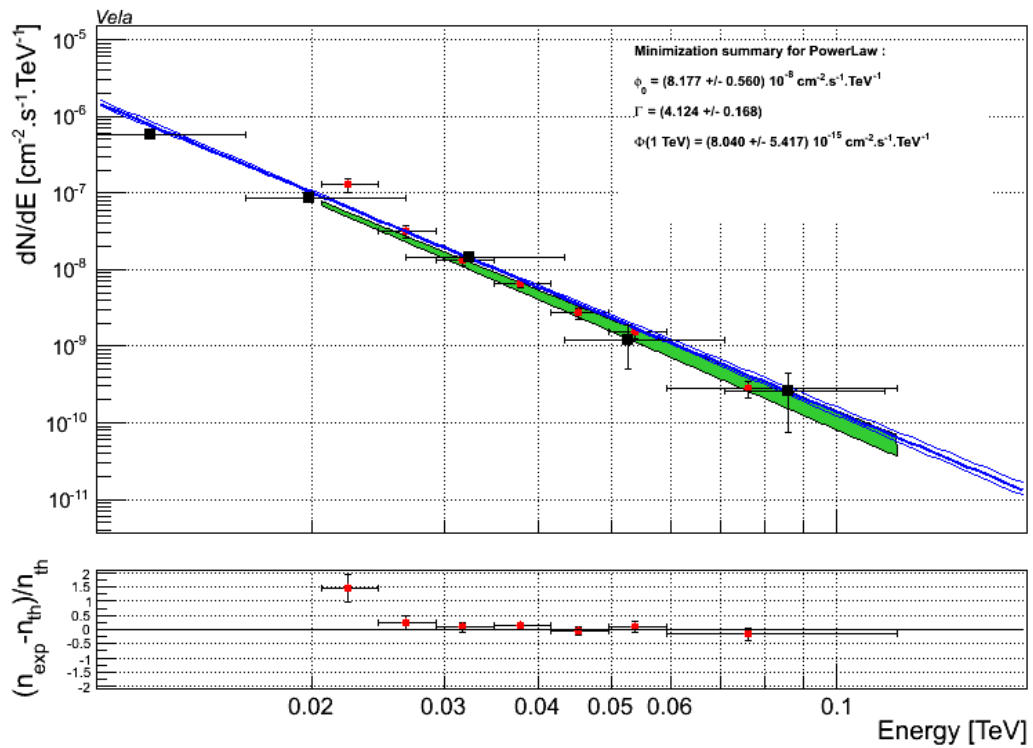


FIGURE 5.15: Ajustement du spectre de la pulsation P2 de Vela par une loi de puissance. Les points noirs et les lignes bleues représentent respectivement les points de flux et le meilleur ajustement des données du *Fermi*-LAT par une loi de puissance. La zone verte représente la zone de confiance de l'ajustement d'une loi de puissance à partir des données de H.E.S.S. II. Les points rouges représentant le flux mesuré par H.E.S.S. sont calculés en fonction de l'énergie reconstruite, ils permettent de déterminer la qualité de l'ajustement mais ne représentent pas le flux réel de la source (voir texte).

est assez probable étant donnée la forme en loi de puissance à coupure exponentielle mesurée par *Fermi* (voir section 4.4.1.2). Mais à la vue du comportement en loi de puissance du spectre VHE du pulsar du Crabe, il reste important d'investiguer quantitativement cette question.

Le résultat de cet ajustement est montré sur la figure 5.16 . La comparaison des vraisemblances obtenues avec celles calculées pour une loi de puissance ne permet pas de rejeter une forme au profit d'une autre, mais montre tout de même une légère préférence (2.6σ) pour la parabole logarithmique. L'indication d'une courbure dans le spectre de la pulsation P2 du pulsar de Vela est donc présente aussi bien dans les données du *Fermi*-LAT (voir section 4.4.1.2, table 4.6) que dans celles de H.E.S.S. II en mode mono. Les papillons d'erreurs de l'ajustement pour chaque hypothèse (loi de puissance et parabole logarithmique) sont montrés, avec les points de flux et les meilleurs ajustements dérivés de l'analyse des données du *Fermi*-LAT, sur la figure 5.17. On remarque immédiatement sur cette figure que zones délimitées par les papillons sont largement dépendantes de la

forme choisie. Les incertitudes sur le flux à 100 GeV, s'étalant sur deux ordres de grandeur dans l'hypothèse d'une parabole logarithmique, rappellent que les erreurs montrées pour la loi de puissance à ces mêmes énergies ne sont pas dissociables de l'hypothèse sous-jacente.

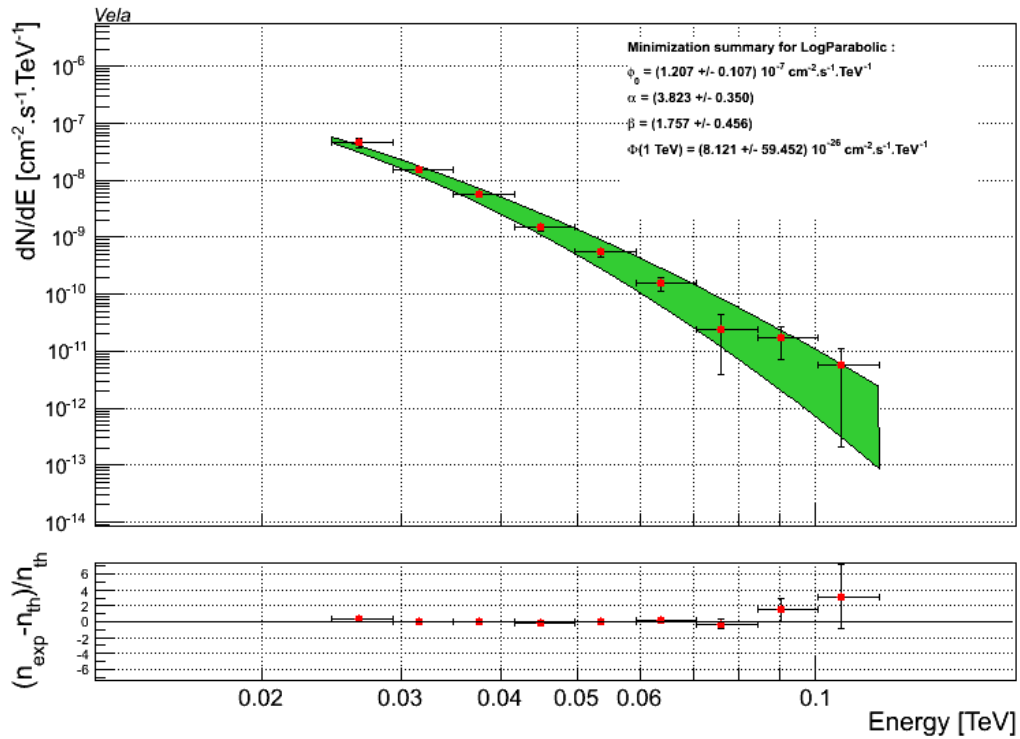


FIGURE 5.16: Ajustement du spectre de la pulsation P2 de Vela par une parabole logarithmique. La zone verte représente la zone de confiance de l'ajustement de cette forme à partir des données de H.E.S.S II. Les points rouges représentant le flux mesuré par H.E.S.S sont calculés en fonction de l'énergie reconstruite, ils permettent de déterminer la qualité de l'ajustement mais ne représentent pas le flux de la source.

5.2.2.4 Le problème des points de flux

Les “points de flux” montrés dans les figures 5.15 et 5.16 sont calculés en énergies reconstruites. Or nous savons que la reconstruction de l'énergie par le réseau de neurones de l'analyse possède un biais et une dispersion importants (voir fig. 3.13 et 3.12). Les fonctions d'instrument sont prises en compte dans l'ajustement des paramètres de la forme spectrale et sont statistiquement maîtrisées. Les points sont calculés à partir de l'écart entre le flux mesuré par l'instrument et le flux théorique, prédit par la forme ajustée. En conséquence, ils permettent de juger de la qualité de l'ajustement, mais ce serait une erreur de croire que ces points représentent le flux mesuré de la source

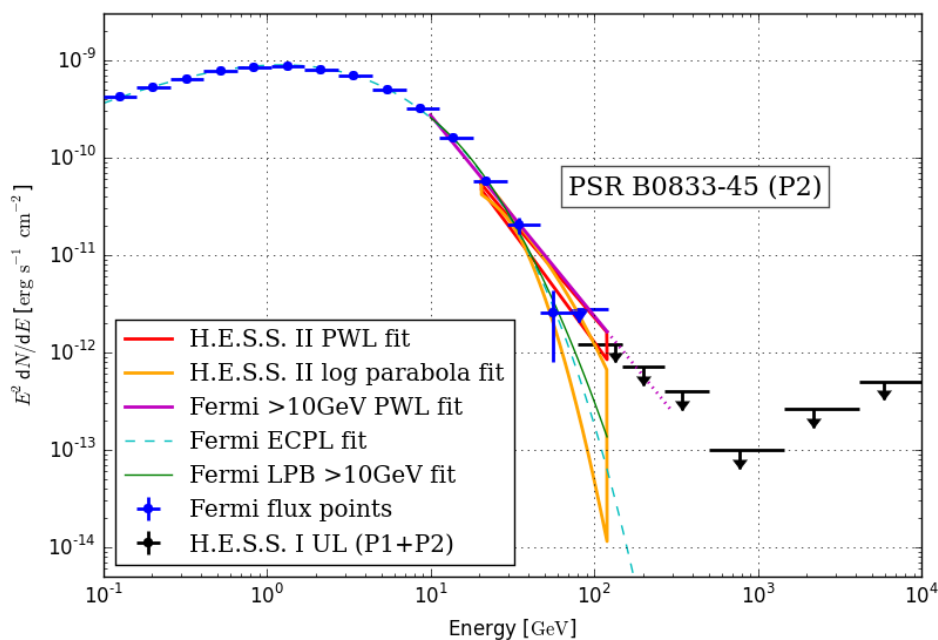


FIGURE 5.17: Distribution spectrale d'énergie du pic P2 du pulsar de Vela. Les limites supérieures indiquées en noir sur la figure sont calculées pour P1+P2, elles sont extraites de (? , ?).

à l'énergie indiquée en abscisse. En effet la valeur et l'erreur mesurées de ces points dépendent largement de la forme spectrale ajustée.

On peut estimer à partir de simulations la distribution des énergies vraies des événements pour un intervalle en énergie reconstruite donné. En accord avec les IRF de l'analyse, cette distribution possède une énergie moyenne différente et une dispersion très importante. On montre pour illustration l'estimation de la distribution en énergie vraie pour les événements de l'intervalle en énergie reconstruite [50 - 59] GeV dans la figure 5.18B. L'énergie moyenne de ces événements est de ~ 33 GeV, et $\sim 68\%$ des événements sont compris entre 16 et 50 GeV. Dans ces conditions il est très difficile d'évaluer le flux réel de la source pour une bande d'énergie. Seuls les paramètres de la forme spectrale ajustée et leurs intervalles de confiance ont une valeur physique.

Φ_0 TeV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹	E_0 MeV	α	β
$(8.2 \pm 0.6) \times 10^{-8}$	20000	4.12 ± 0.2	0 (fixé)
$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{-7}$	20000	3.8 ± 0.35	1.8 ± 0.5

TABLE 5.4: Valeurs des paramètres d'une loi de puissance et d'une parabole logarithmique ajustées sur la pulsation P2 du pulsar de Vela entre 10 GeV et 120 GeV pour les données acquises durant l'hiver 2013 - 2014.

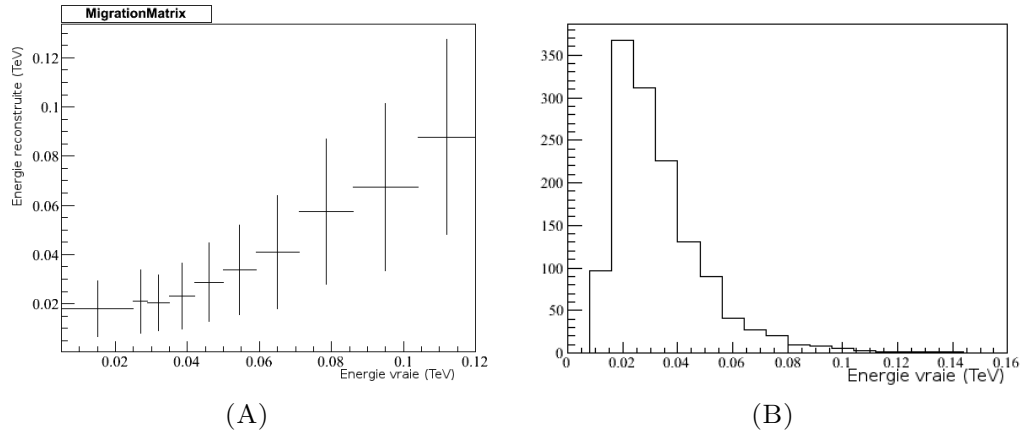


FIGURE 5.18: Estimation de la distribution des énergies vraies en fonction des énergies reconstruites à partir d'événements simulés selon l'hypothèse d'une loi de puissance d'indice -4 . La figure A représente l'énergie moyenne et l'écart quadratique de l'énergie reconstruite pour chaque intervalle d'énergie vraie utilisé dans l'ajustement spectral. La figure B montre la distribution de l'énergie simulée pour des événements reconstruits entre 50 et 59 GeV : l'énergie moyenne de ces événements est de ~ 33 GeV et $\sim 68\%$ des événements sont compris entre 16 et 50 GeV.

dénomination	intervalle de phase	nb ON	nb OFF	excès	significativité
P2	[0.5 - 0.6]	311806	917273	6048	9.4σ

TABLE 5.5: Excès et significativité mesurés sur la pulsation P2 du pulsar de Vela dans le lot de données acquises durant l'hiver 2014 - 2015.

5.2.3 18h de données supplémentaires en hiver 2014-2015

Durant l'hiver 2014-2015, 40.5 heures de données supplémentaires ont été acquises par le réseau H.E.S.S. II. Hélas, la grande majorité de ces données a été acquise en n'utilisant qu'un seul télescope (CT5) et seulement 17.9h sont de bonne qualité. La liste des runs sélectionnés est présentée dans l'annexe B. L'excès et la significativité de la pulsation P2 sont donnés dans la table 5.5. L'évolution de la significativité est montrée sur la figure 5.19. En comparant à la figure 5.10A pour les données de 2013-2014, on constate un meilleur accord avec une évaluation en $S \propto \sqrt{t}$.

Nous avons également ajusté le spectre de P2 à l'aide de ces données dans l'hypothèse d'une loi de puissance et d'une parabole logarithmique (voir table 5.6 et fig. 5.20). L'indice de la loi de puissance (4.15 ± 0.3) est en très bon accord avec celui mesuré avec le lot de données précédent (4.1 ± 0.2). Il s'agit là d'une confirmation importante sur la robustesse de l'analyse développée. On remarque cependant que le flux mesuré subit une baisse d'environ 10%, mais reste cependant compatible avec les valeurs trouvées précédemment.

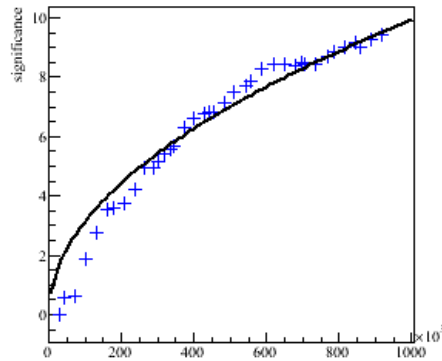


FIGURE 5.19: Évolution de la significativité (Li&Ma) de la pulsation P2 du pulsar de Vela en fonction du nombre d'évènements OFF-Pulse des données acquises durant l'hiver 2014 -2015.

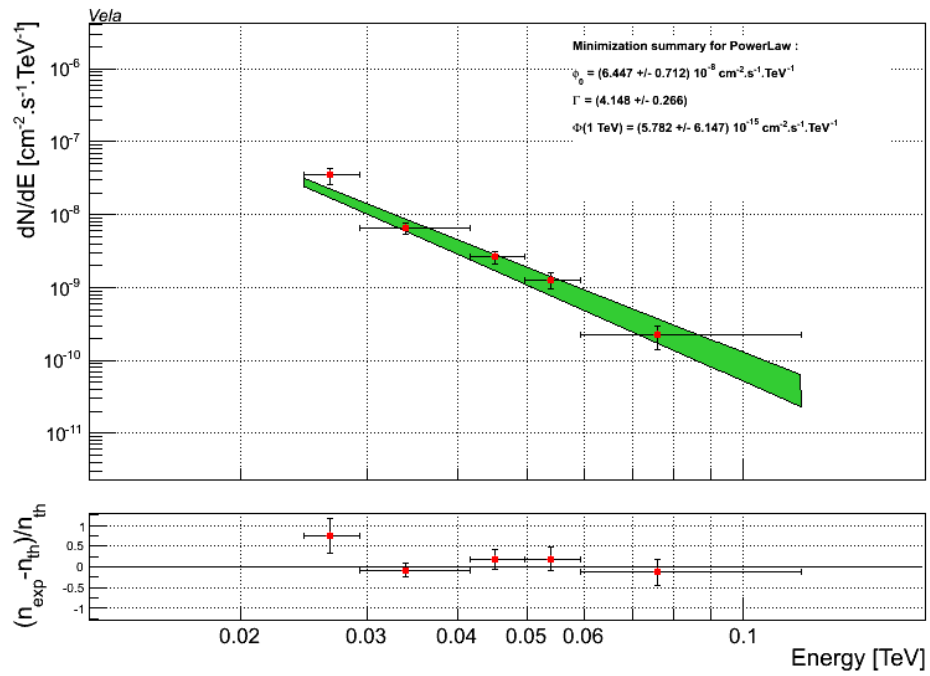
Enfin, les ajustements réalisés sur l'ensemble des données en notre possession sont montrés sur la figure 5.21, les valeurs de ces ajustements sont données dans la table 5.7. Ces résultats sont également compatibles avec les valeurs ajustées pour les lots de données précédents.

Φ_0 TeV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹	E_0 MeV	α	β
$(6.4 \pm 0.7) \times 10^{-8}$	20000	4.15 ± 0.3	0 (fixé)
$(1.3 \pm 0.2) \times 10^{-7}$	20000	2.1 ± 0.2	1.3 ± 0.2

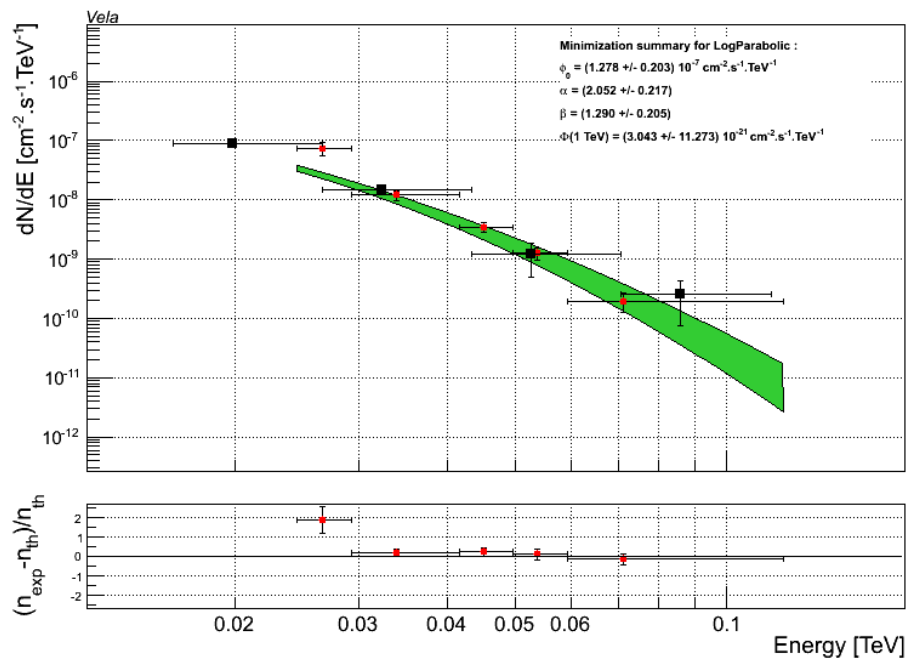
TABLE 5.6: Valeurs des paramètres d'une loi de puissance et d'une parabole logarithmique ajustées sur la pulsation P2 du pulsar de Vela entre 10 GeV et 120 GeV dans le lot de données acquises durant l'hiver 2014 - 2015.

Φ_0 TeV ⁻¹ cm ⁻² s ⁻¹	E_0 MeV	α	β
$(7.3 \pm 0.4) \times 10^{-8}$	20000	4.13 ± 0.15	0 (fixé)
$(8.5 \pm 1) \times 10^{-8}$	20000	2.9 ± 0.2	1.7 ± 0.5

TABLE 5.7: Valeurs des paramètres d'une loi de puissance et d'une parabole logarithmique ajustées sur la pulsation P2 du pulsar de Vela entre 10 GeV et 120 GeV pour la totalité des données en notre possession (hiver 2013 - 2014 et hiver 2014 - 2015).

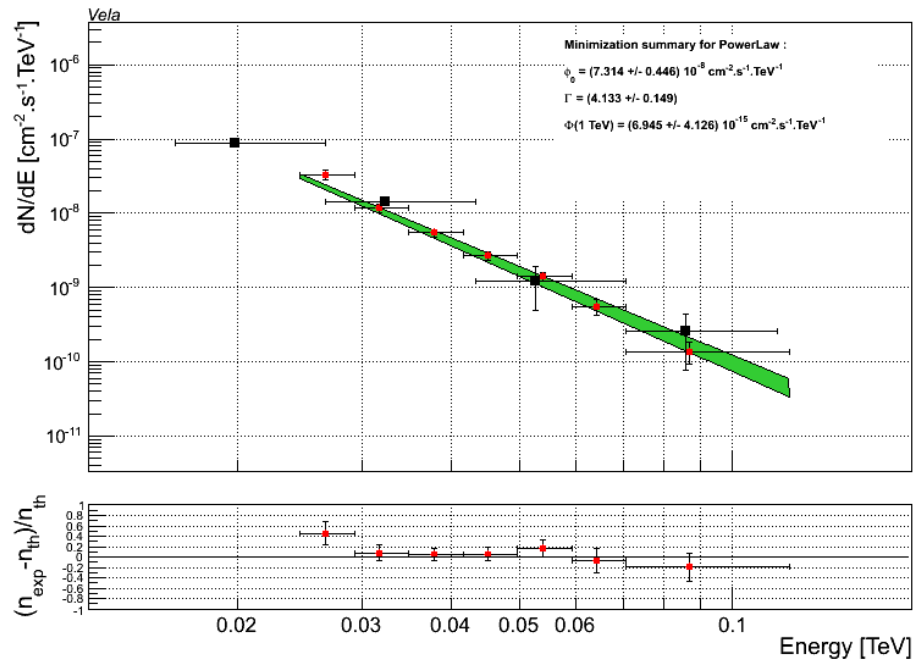


(A)

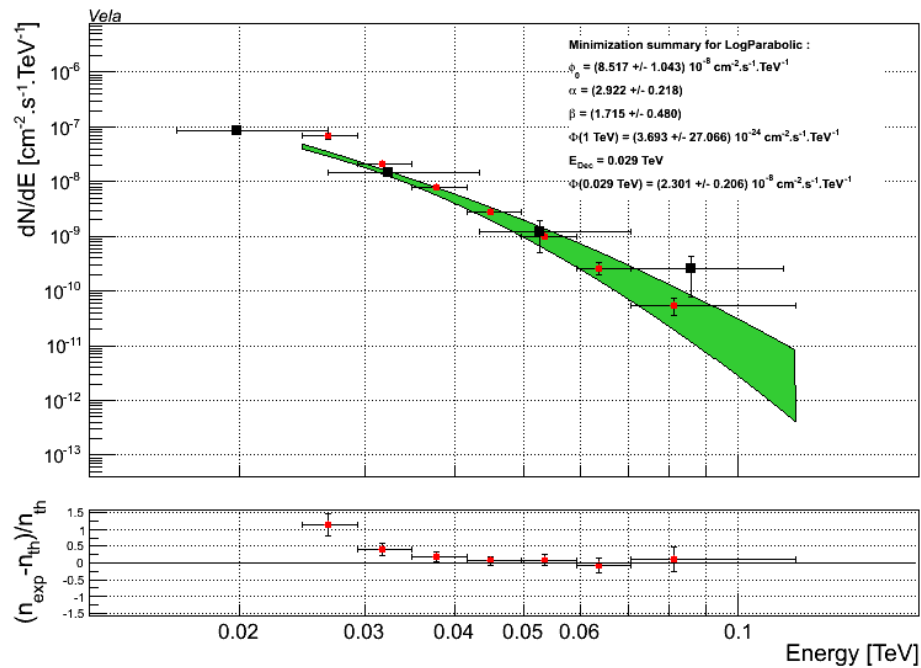


(B)

FIGURE 5.20: Ajustements du spectre du pulsar de Vela par une loi de puissance (en haut) et une parabole logarithmique (en bas) sur les données acquises durant l'hiver 2014 - 2015. La zone verte représente la zone de confiance de l'ajustement de cette forme à partir des données de H.E.S.S II. Les points noirs sur la figure du bas représentent les points de flux dérivés à l'aide des données du *Fermi*-LAT. Les points rouges représentant le flux mesuré par H.E.S.S. sont calculés en fonction de l'énergie reconstruite, ils permettent de déterminer la qualité de l'ajustement mais ne représentent pas le flux de la source.



(A)



(B)

FIGURE 5.21: Ajustements du spectre du pulsar de Vela par une loi de puissance (en haut) et une parabole logarithmique (en bas) sur la totalité des données en notre possession (hiver 2013 - 2014 et hiver 2014 - 2015). La zone verte représente la zone de confiance de l'ajustement de cette forme à partir des données de H.E.S.S II. Les points noirs représentent les points de flux dérivés à l'aide des données du *Fermi*-LAT. Les points rouges représentant le flux mesuré par H.E.S.S sont calculés en fonction de l'énergie reconstruite, ils permettent de déterminer la qualité de l'ajustement mais ne représentent pas le flux de la source.

5.2.3.1 Estimation des erreurs systématiques

Les simulations du télescope CT5 en mode mono montrent qu'il est capable de déclencher sur des gerbes issues de rayons gamma d'aussi basse énergie que 5 GeV. Ceci est sans précédent dans l'histoire de l'astronomie gamma au sol. La mesure spectrale proche du seuil d'un instrument Čerenkov est une affaire délicate. Une première limitation concerne les incertitudes systématiques sur la surface efficace de collecte près du seuil qui proviennent des fluctuations de la transparence de l'atmosphère, de la méconnaissance du contenu en aérosols de celle-ci, et des effets instrumentaux résiduels qui sont difficiles à simuler et prendre en compte².

Une autre difficulté, reliée au point précédent, provient du biais de la reconstruction en énergie : celui-ci devient important près du seuil à cause de l'effet de sélection du trigger qui favorise les gerbes dont le développement a fluctué vers le bas (altitude des premières interactions plus basse), sachant que ces fluctuations sont d'autant plus prononcées que les gerbes ont une énergie faible (la gerbe se réduit à quelques dizaines de particules à 20 GeV étant donné que le nombre de particules par gerbe est en moyenne de 2 particules/GeV).

Même si la méthode *forward-folding* du calcul spectral tient compte du biais et de la dispersion en énergie, elle repose sur la bonne connaissance des fonctions de réponse de l'instrument. Les fluctuations non maîtrisées du seuil de celui-ci constituent donc la source d'erreurs systématiques potentiellement la plus importante. La méthode habituelle pour estimer les erreurs systématiques sur les mesures spectrales en astronomie Čerenkov consiste à évaluer l'effet de la variation de la transparence de l'atmosphère (et donc de l'échelle absolue en énergie de l'instrument) dans une gamme allant de ± 5 à $\pm 10\%$. Pour le site de H.E.S.S., plusieurs profils de densité et de transmission optique ont été produits. En coordination avec le groupe de travail "analyse et reconstruction" de la collaboration, nous avons choisi deux profils, dénommés *maritime* et *desert* considérés comme réalistes, même si le profil *maritime* est a priori inadapté au site de HESS. Les résultats présentés dans les sections précédentes et produits avec le profil *desert* sont comparés à ceux obtenus avec le profil *maritime* pour l'ajustement d'une loi de puissance dans la table 5.8 : on constate que la variation du flux est de 16%, l'indice de la loi de puissance, reste cependant stable. Ceci n'épuise évidemment pas le sujet, puisqu'il reste à estimer d'autres effets, notamment celui des pixels non fonctionnels dans la caméra, à la fois sur la direction et l'énergie reconstruites, et donc sur la mesure spectrale finale.

2. Les incertitudes sur la physique du développement des gerbes électromagnétiques sont de l'ordre du % et donc négligeables devant les effets atmosphériques.

Précisons néanmoins que les critères de sélection en qualité des données où un maximum de 15% de voies non opérationnelles est autorisé, nous prémunit contre des effets importants.

La procédure d’ajustement, et plus précisément la finesse des bandes (énergie, efficacité optique, angles zénithaux) dans lesquelles les données sont projetées et sur lesquelles la minimisation est effectuée semble jouer un rôle sur la valeur des indices ajustés. Les études ont montré que les variations de l’indice peuvent atteindre ± 0.2 .

Ajoutons que la procédure habituelle dans la collaboration HESS inclut également les erreurs estimées par une comparaison entre deux chaînes d’analyse. Comme indiqué ci-dessous, ceci n’a pas été possible dans le cas présent puisque aucune autre chaîne d’analyse n’a été encore validée pour les énergies dont il est question ici. Notons néanmoins que dans le cas présent, le recouvrement en gamme d’énergie entre HESS-II et le Fermi-LAT, et la mesure du spectre de B0835-44 par ce dernier, nous procurent une perspective bien plus pertinente pour l’évaluation des erreurs systématiques, puisqu’il s’agit de deux instruments distincts, opérant l’un dans l’espace, l’autre depuis le sol, et avec des méthodes de détection et de reconstruction totalement différentes.

Instrument	Période	Modèle d’atmosphère	flux a 20 GeV	indice
H.E.S.S. II-mono	hiver 2013-2014	désert	$(8.2 \pm 0.6_{\text{stat}}) \times 10^{-8}$	$4.1 \pm 0.2_{\text{stat}}$
H.E.S.S. II-mono	hiver 2014-2015	désert	$(6.4 \pm 0.7_{\text{stat}}) \times 10^{-8}$	$4.2 \pm 0.3_{\text{stat}}$
H.E.S.S. II-mono	total	désert	$(7.3 \pm 0.4_{\text{stat}}) \times 10^{-8}$	$4.1 \pm 0.2_{\text{stat}}$
H.E.S.S. II-mono	total	maritime	$(8.5 \pm 0.5_{\text{stat}}) \times 10^{-8}$	$4.1 \pm 0.2_{\text{stat}}$
<i>Fermi</i> -LAT	-	-	$(1.0^{\pm 0.7_{\text{sys}}}_{\pm 0.5_{\text{stat}}}) \times 10^{-7}$	$4.1^{\pm 0.05_{\text{sys}}}_{\pm 0.1_{\text{stat}}}$

TABLE 5.8: Ajustements d’une loi de puissance sur la pulsation P2 du pulsar de Vela dans différentes conditions (lot de données, modèles d’atmosphères) et par différents instruments.

Comme cela a été montré, les comparaisons détaillées (voir section 5.2.2.3) nous ont permis dans un premier temps de contrôler et valider toute la chaîne d’analyse ainsi que le modèle de l’instrument (voir fig. 5.18). C’est cette procédure qui a permis de déceler des problèmes dans deux autres chaînes d’analyse et de simulation au sein de la collaboration HESS, lesquelles sont encore en investigation.

La table 5.8 donne, pour un ajustement en loi de puissance, la mesure du Fermi-LAT pour laquelle les erreurs systématiques ont été estimées d’après (? , ?). La bonne compatibilité des mesures HESS II et Fermi montre que l’amplitude de l’erreur systématique sur le flux est d’environ 30%, celle sur l’indice semble quant à elle inférieure à ± 0.2 . Étant donné le très bon accord en indice spectral, si la différence en flux est attribuée à un décalage de l’échelle en énergie de HESS³, celle-ci serait de 8%, ce qui est tout à

3. En prenant acte que Fermi-LAT a été calibré sur faisceau avant le lancement et que l’incertitude en échelle absolue d’énergie est négligeable devant celle d’un instrument Čerenkov

fait dans la gamme des incertitudes habituellement considérées pour la transparence de l'atmosphère.

5.2.4 Bilan

Les implications de l'observation et des études menées sur le pulsar de Vela par H.E.S.S. II-mono sont en premier lieu d'ordre technique. Cette analyse a démontré que la grande surface de collecte de CT5 permet d'abaisser le seuil de l'instrument à des énergies encore jamais atteintes par l'astronomie à imagerie Čerenkov au sol, ouvrant la voie à l'observation de photons d'une dizaine de GeV. Ce seuil bas nous a donc non seulement permis de détecter P2 avec un bon degré de confiance, mais également de détecter une émission provenant de la pulsation P1. Rappelons tout de même que ce sont les caractéristiques de l'analyse en flux pulsé qui permettent cela, les fluctuations du bruit de fond et les effets systématiques dans le champ de vue rendraient l'exercice bien plus ardu si celui-ci devait être estimé à partir de régions différentes de celle où se trouve la source observée. Ces mêmes caractéristiques, ajoutées au flux important du pulsar de Vela, en font en conséquence une source de calibration de choix pour les énergies inférieures à 100 GeV et donc proche du seuil de CT5. Une bonne connaissance du spectre de son émission pulsée est capitale pour cet enjeu. Les études menées sur ce pulsar nous ont donc permis de valider non seulement les méthodes de reconstructions mono développées au chapitre 3, mais également de démontrer la fiabilité des autres niveaux de la chaîne d'analyse, comme la chronométrie ou les simulations numériques des gerbes de particules et de l'instrument à ces énergies. Nous avons pu ainsi asseoir les performances réelles de l'instrument, et donc examiner avec une plus grande précision les perspectives de l'application de cette analyse pour d'autres pulsars.

L'indication d'une courbure dans le spectre de l'émission pulsée de Vela, aussi bien dans les données de *Fermi* que dans celles de H.E.S.S. II-mono, semble différencier ce pulsar de celui du Crabe. Cependant, comme nous le verrons dans les sections qui suivent, cette différence ne semble pas fermer les perspectives de détection d'une émission modulée pour les énergies autour du TeV.

5.3 Recherche d'un signal modulé au-delà de 100GeV

La détection du pulsar du Crabe au-delà de 100 GeV a mis de fortes contraintes sur les modèles d'émission pulsée. Nous avons donc recherché un signal dans cette bande d'énergie à l'aide des données provenant du pulsar de Vela. Cette recherche a été rendue

possible grâce à l'analyse hybride APC-MVA (5 télescopes) décrite dans la section 2.2. Étant données les limites existantes sur le niveau d'émission de PSR B0833-45, posées grâce aux données de H.E.S.S.-I (voir section 1.3.3), nous avons opté pour des coupures de sélection dédiées aux sources de flux faible. Les algorithmes de classification ont été entraînés sur des simulations selon un spectre à 1% du flux de la nébuleuse du Crabe. La surface efficace à 100 GeV de cette analyse est d'environ 1000 m^2 (voir fig. 2.10), pour atteindre 10^5 m^2 dès 500 GeV.

5.3.1 Sélection des runs et configuration de l'analyse

Les critères de sélection pour l'analyse hybride sont similaires à ceux mentionnés dans la section 5.2.1 pour l'analyse mono. Plusieurs critères ont cependant été ajoutés pour tenir compte du mode hybride de la prise de données, comme celui d'avoir au moins trois télescopes participant à l'analyse. Un autre critère a été ajouté dépendant du taux d'événements par seconde passant les coupures de l'analyse mono. Notons enfin que certains runs sont éliminés à cause de problèmes techniques lors de la réduction des données. Au final 44 runs participent à l'analyse pour un total de 19.1 h d'observations.

Comme précisé ci-dessus, les coupures de discrimination γ /hadron utilisées ont été optimisées pour un flux simulé à 1% du flux de la nébuleuse du Crabe. La coupure angulaire a été quant à elle définie à partir de la dispersion angulaire à 68% pour les plus basses énergies ($\sim 80 \text{ GeV}$) laquelle est de 0.15° (voir fig. 2.11), conduisant à une coupure en θ^2 de 0.0225°^2 .

Comme on peut le constater (fig. 5.22), la courbe de lumière mesurée par l'analyse hybride APC-MVA ne montre pas d'évidence de flux modulé. Le H-test obtenu est de $H \sim 4.6$ et correspond à une significativité de seulement $\sim 1.4\sigma$. Cependant on peut voir sur le phasogramme que les intervalles de phases ON-Pulse et OFF-Pulse contiennent respectivement 70 et 127 photons, ce qui correspond à un excès de 27 photons et une significativité de 3.3σ . Si ces chiffres sont très loin d'être suffisants pour affirmer la détection d'un signal pulsé dans le mode hybride, ils sont néanmoins encourageants. La réalisation d'une carte pulsée sur l'intervalle de phase [0.5,0.6] (fig. 5.23B) montre un excès dont le maximum est proche de la position du pulsar. La gaussienne ajustée sur la distribution des significativités des régions où le pulsar est exclu est bien centrée en zéro. On remarque cependant que cette distribution est systématiquement au-dessus de la fonction ajustée pour les significativités supérieures à 2σ . Cet écart est probablement imputable à la mauvaise reconstruction de la direction pour les événements de basse énergie.

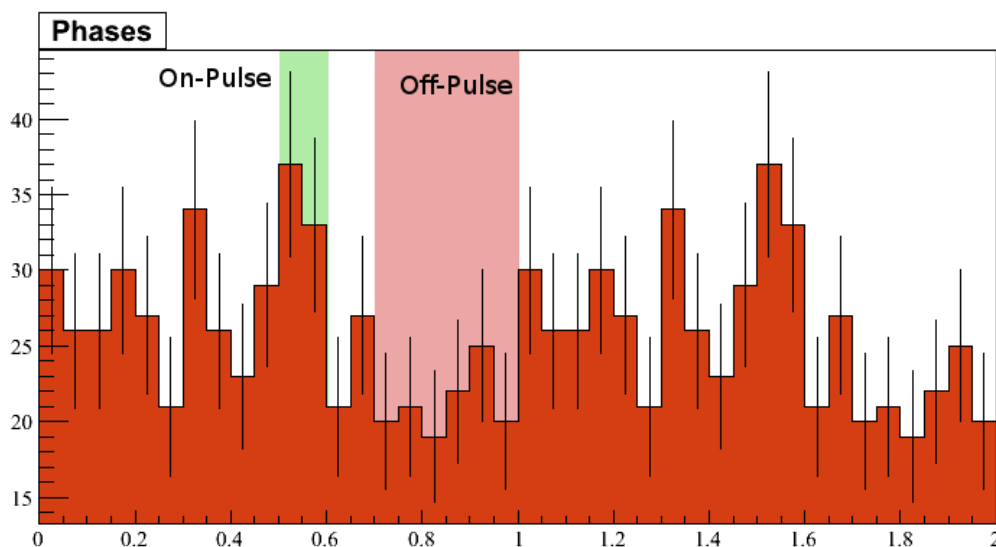


FIGURE 5.22: Phasogramme du pulsar de Vela en mode hybride pour 19.1h d'observation en hiver 2013-2014. Les régions ON-Pulse et OFF-Pulse suivent les mêmes définitions que pour l'analyse mono.

L'excès et la significativité obtenus ici semblent trop faibles pour tenter une reconstruction spectrale. Cependant, la distribution de l'excès en énergie mesurée (fig. 5.24) montre un comportement inattendu. Une portion non négligeable des photons ($\sim 1/3$) a une énergie reconstruite au-delà de plusieurs centaines de GeV allant jusqu'à plusieurs TeV. Il est alors difficile de résister à l'envie de regarder la distribution de la phase des événements reconstruits à ces énergies.

5.3.2 Analyse hybride du pulsar de Vela au-delà de 500 GeV

Nous avons vu qu'une partie non négligeable de l'excès mesuré sur l'intervalle de phase $[0.5, 0.6]$ par l'analyse hybride se situe au-delà de quelques centaines de GeV. Si il est vraisemblable que l'excès observé pour des énergies autour de 100 GeV provienne de la fin du spectre en loi de puissance à coupure exponentielle observé par *Fermi* et H.E.S.S. II-mono, ce ne peut pas être le cas pour des photons de plus de 500 GeV (le flux de la loi de puissance à coupure exponentielle mesuré par *Fermi* à 500 GeV serait de $\sim 4.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$). Le phasogramme obtenu pour les événements d'énergie reconstruite supérieure à 500 GeV (fig. 5.25) montre une structure qu'il est difficile d'ignorer, non seulement sur cet intervalle de phase mais également sur l'intervalle de phase $[0.0, 0.1]$. Le calcul du H-test nous donne une valeur $H = 20.9$ ce qui correspond à un niveau de significativité d'un flux modulé de 3.7σ .

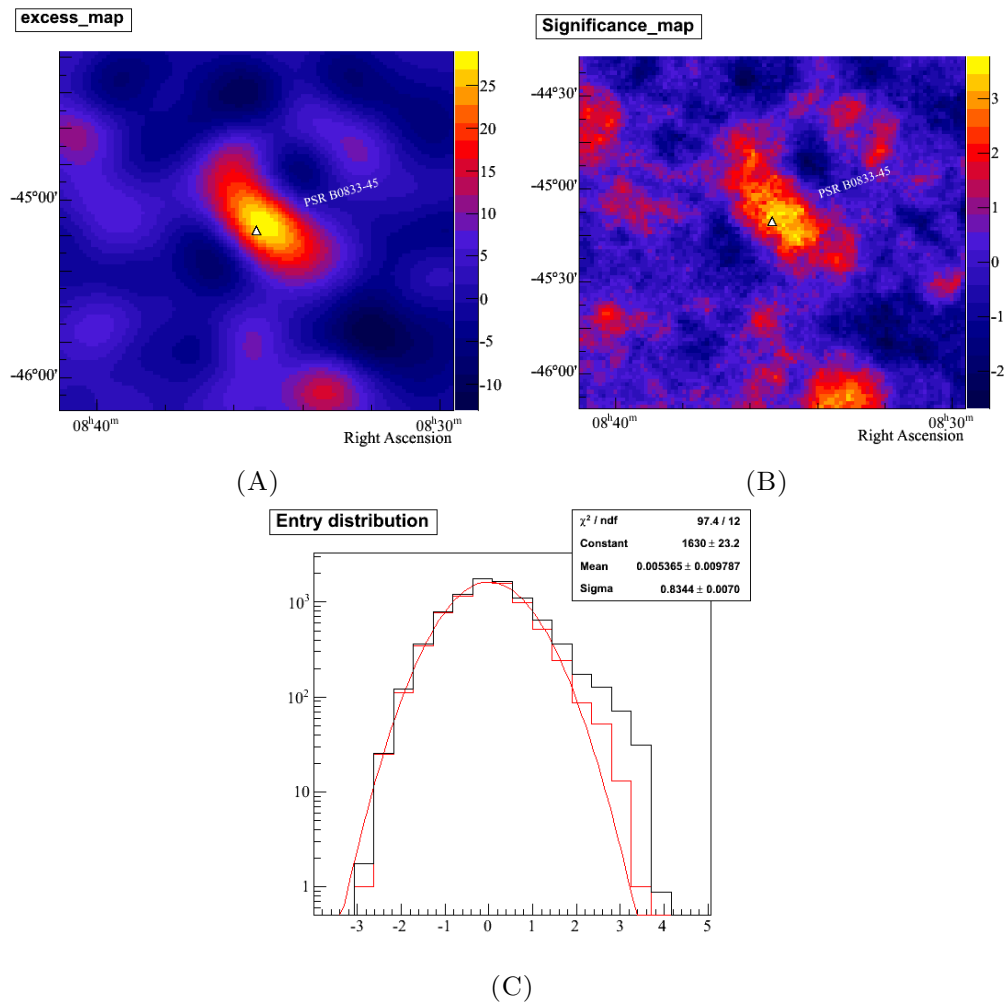


FIGURE 5.23: Carte d'excès (A) et de significativité (B) construites à partir des événements dont la phase appartient à l'intervalle $[0.5, 0.6]$ pour la région ON-Pulse et $[0.7-1.0]$ pour la région OFF-Pulse. La figure du bas (C) montre la distribution de la significativité sur toute la carte (en noir) et en excluant la région proche du pulsar (en rouge).

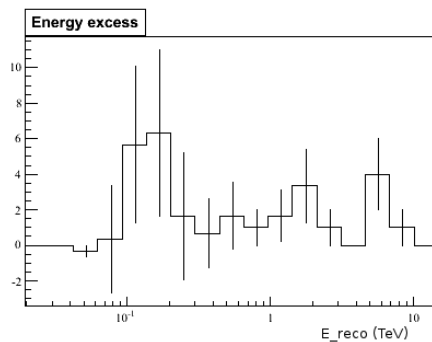


FIGURE 5.24: Distribution en énergie reconstruite de l'excès mesuré sur la pulsation P2 du pulsar de Vela par l'analyse hybride APC-MVA. On remarque qu'une proportion non négligeable des événements a une énergie reconstruite au-delà de quelques centaines de GeV.

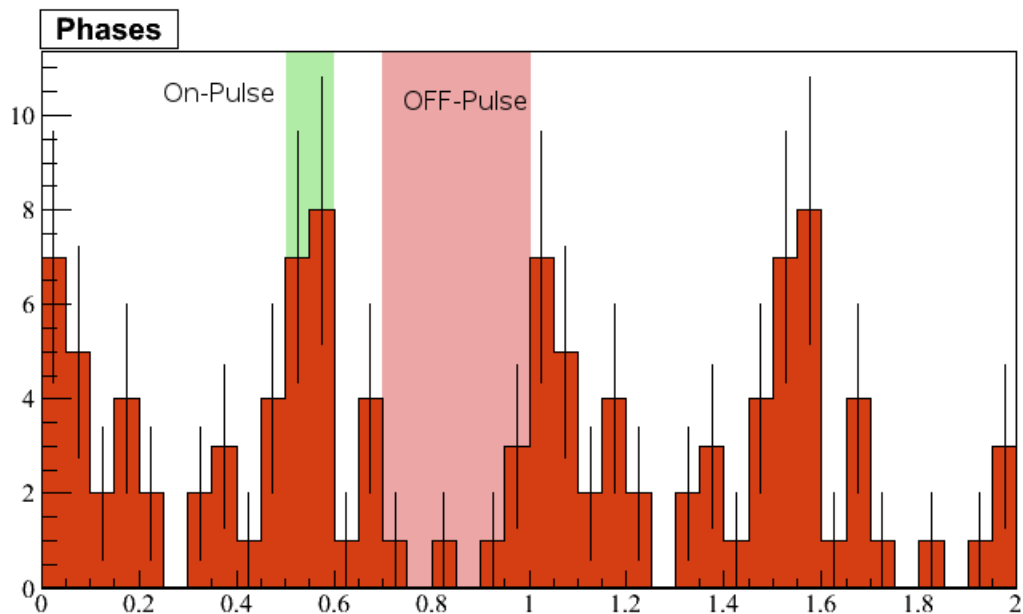


FIGURE 5.25: Phasogramme du pulsar de Vela au-delà de 500 GeV. L'estimation de la significativité d'une émission sur l'intervalle de phase [0.5-06] (Li&Ma) donne 4.5σ . Le H-test donne quant à lui une valeur de 20.9 correspondant à une significativité de 3.7σ .

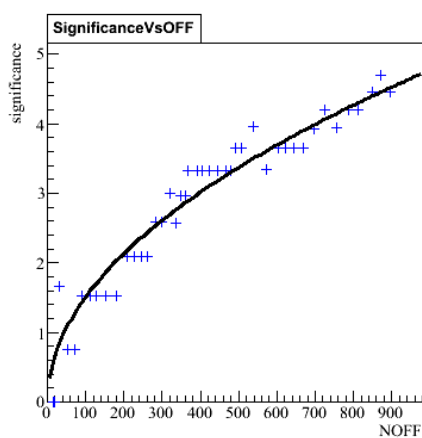


FIGURE 5.26: Évolution de la significativité (Li&Ma) en fonction du nombre d'événements détectés dans tout le champ de vue.

On mesure un excès de treize photons sur l'intervalle de phase [0.5-0.6] conduisant à une significativité (Li&Ma) de $\sim 4.5\sigma$ (voir table 5.9), ce qui n'est pas suffisant pour affirmer l'existence d'un signal à ces énergies. Cependant, ces valeurs nous donnent un indice non négligeable sur l'existence d'un flux modulé à ces énergies. Précisons tout de même que les valeurs des significativités données ici ne prennent pas en compte les différents essais réalisés. En corrigeant la valeur pour 10 essais on obtient une significativité de 4.0σ pour la méthode de Li&Ma et de 3.7σ pour celle donnée par le H-test. L'évolution de la significativité (fig. 5.26) au cours du temps, très proche du comportement attendu ($\propto \sqrt{t}$), conforte l'idée que cet excès n'a pas pour origine une fluctuation statistique, mais bien une émission modulée provenant du pulsar.

Énergie (TeV)	Nb ON	Nb OFF	Excès	Significativité
[0 – 20]	69	120	29	3.5σ
[0.5 – 20]	15	6	13	4.5σ
[1 – 20]	12	4	10-11	4.2σ
[5 – 20]	4	1	3-4	2.6σ

TABLE 5.9: Nombres d'évènements dans les région ON-Pulse et OFF-Pulse, ainsi que les excès et significativités correspondants mesurés par H.E.S.S. II-hybride sur la pulsation P2 du Pulsar de Vela.

Les cartes de l'excès (fig. 5.27) et de la significativité (fig. 5.28) montrent que l'excès observé coïncide avec la position du pulsar. De plus, la distribution des significativités hors de la région d'exclusion est bien décrite par une gaussienne centrée près de zéro.

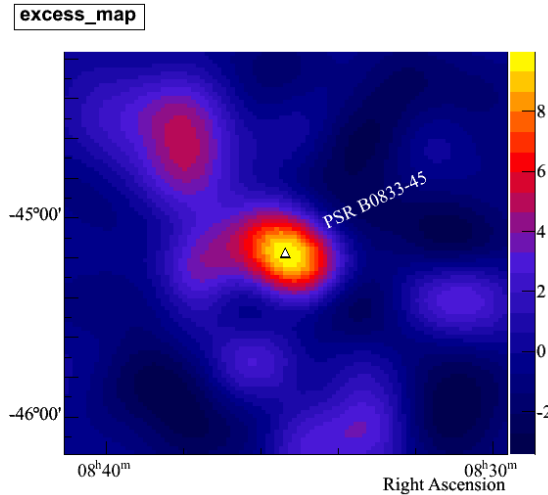


FIGURE 5.27: Carte de l'excès au-delà de 500 GeV de la pulsation P2 du pulsar de Vela.

Bien que l'excès soit très faible et non significatif, nous avons tenté une reconstruction spectrale du flux observé en faisant l'hypothèse d'une loi de puissance. La méthode converge vers un indice relativement dur ($\Gamma \sim -1 \pm 0.8$) et un flux effectivement très

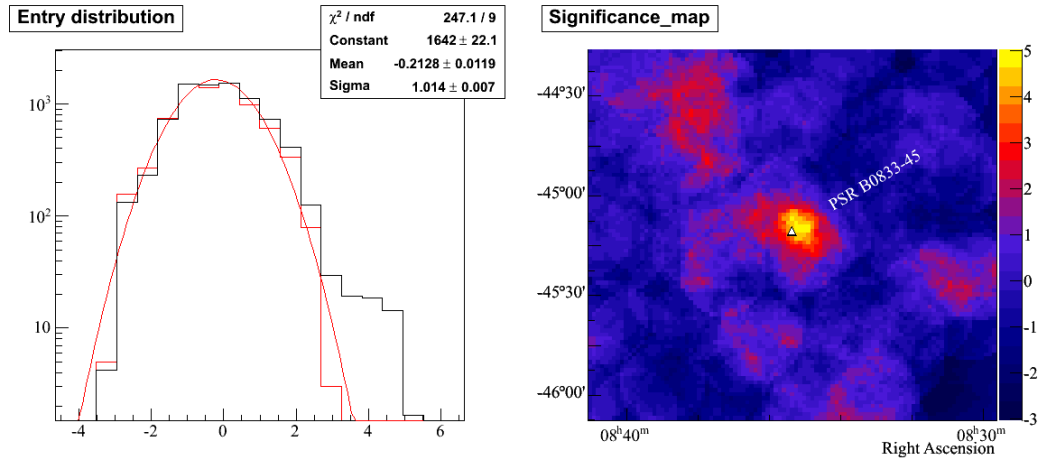


FIGURE 5.28: Carte pulsée et distribution de la significativité au-delà de 500 GeV de la pulsation P2 du pulsar de Vela.

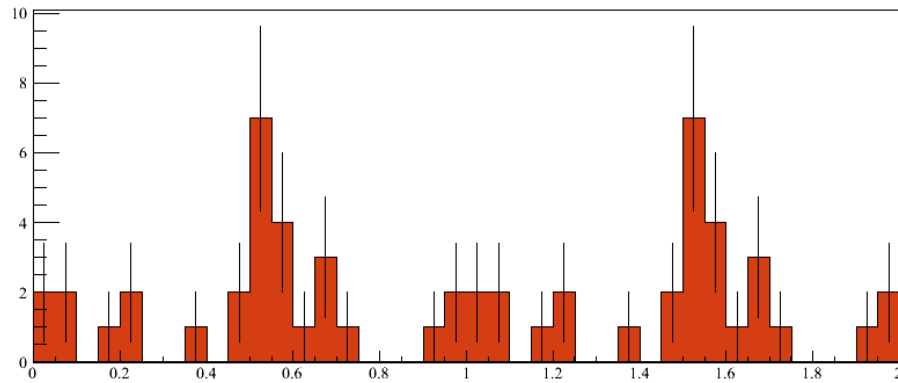


FIGURE 5.29: Phasogramme des données prises sur le pulsar de Vela au-delà de 1 TeV. L'estimation de la significativité d'une émission sur l'intervalle de phase [0.5-06] (Li&Ma) donne 3.9σ . Le H-test donne quant à lui une valeur de 17.13 correspondant à une significativité de 3.3σ .

faible ($\Phi \sim 1/_{00}$ du flux de la nébuleuse du crabe). La distribution spectrale d'énergie, incluant la boîte d'erreur de cet ajustement est montrée dans la figure 5.30.

On peut remarquer que l'indice mesuré est assez proche de celui mesuré pour la nébuleuse associée (?). Le flux à 1 TeV provenant de la nébuleuse de Vela sur la position du pulsar est de $\sim 5 \times 10^{-13}$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$. Le flux pulsé estimé ci-dessus correspond environ à 10% de cette émission. L'analyse pulsée, et donc la sélection des régions ON-Pulse et OFF-Pulse, permet en principe de soustraire la contribution de la nébuleuse. Étant donné le faible rapport signal sur bruit, des effets statistiques dus à des fluctuations de la phase des photons émis par la nébuleuse ne sont pas exclus. Tout du moins, l'indice du flux pulsé pourrait être biaisé de ce fait.

Si l'on suppose néanmoins l'existence de ce signal, il est alors peu vraisemblable qu'il soit la continuité de la composante mesurée aux énergies inférieures à une centaine de GeV observée par *Fermi* et H.E.S.S. II en mode mono. Et s'agirait alors d'une seconde composante, à la même phase que P2. Si ce signal est confirmé par la suite, il s'agirait d'une découverte importante pour l'étude des pulsars. À ces énergies, le processus responsable de cette émission est très probablement le processus Compton inverse. L'intervalle de phase sur lequel ce signal est observé étant le même que celui de la pulsation P2 à plus basse énergie, on peut alors penser que les populations de particules responsables de ces deux composantes soient les mêmes. Il serait alors possible de poser de nouvelles contraintes sur les caractéristiques de ces populations.

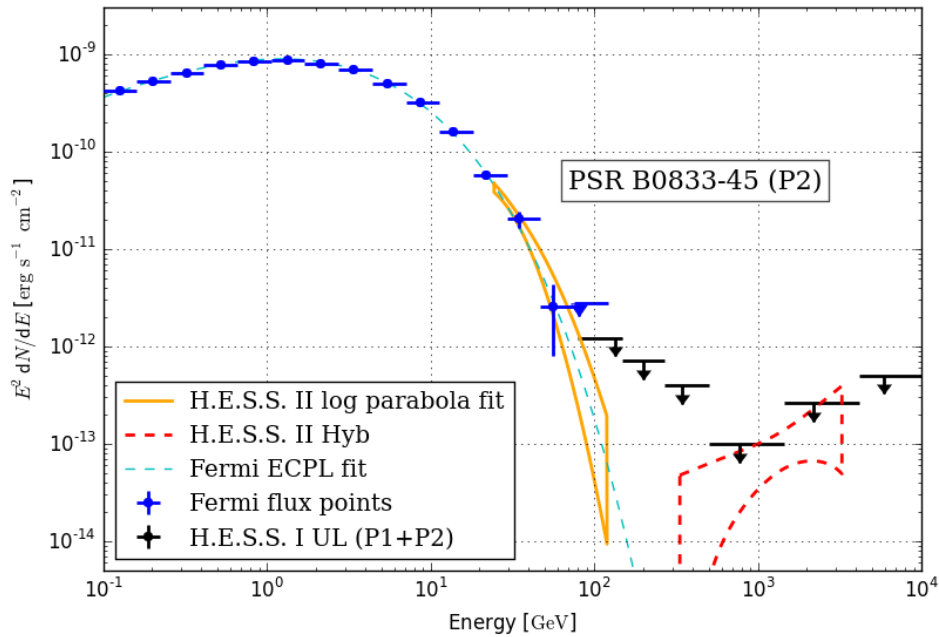


FIGURE 5.30: Distribution spectrale d'énergie de la pulsation P2 du pulsar de Vela, en modes mono et hybride. Le papillon jaune représente celui de l'ajustement d'une parabole logarithmique sur la totalité des données mono. Le papillon rouge montre celui d'une loi de puissance ajustée sur les 24h de données hybrides.

5.4 Analyse du pulsar de Vela avec le réseau H.E.S.S. I

Dans l'hypothèse d'une émission modulée autour du TeV, il est légitime de s'interroger sur la non détection de cette émission par le réseau H.E.S.S. I. On peut voir sur la figure 5.30 que les limites supérieures publiées par la collaboration H.E.S.S. (? , ?) ne semblent pas contraignantes au regard du faible niveau d'émission mesuré par le réseau de télescope H.E.S.S. II et l'analyse hybride. La première hypothèse est donc la différence de sensibilité entre les deux configurations de l'instrument et les analyses respectives.

Nous avons un total de 81.8 heures de données acquises par le réseau H.E.S.S dans sa phase I et nous disposons de méthodes d'analyses multivariées plus sensibles que celles employées pour la publication des limites supérieures, en particulier autour du TeV⁴.

Les prises de données dans la région du pulsar de Vela s'étalent sur plus de dix ans. Des éphémérides à longue durée (13 ans) du pulsar ont été fournies à la collaboration H.E.S.S. pour pouvoir analyser les données dans leur totalité.

Nous avons vérifié la précision de ces éphémérides à l'aide des données du satellite *Fermi* : celles-ci sont correctes sur l'intervalle de temps en recouvrement avec les données H.E.S.S. I pour les saisons 2008 - 2009 – sachant que le lancement du satellite date du mois de juin 2008 et qu'il nous est impossible de faire le test avant cette période.

La valeur du H-test dérivée après le calcul des phases pour chaque évènement est de $H = 5.3$, l'hypothèse d'une émission pulsée par rapport à une émission continue n'est pas favorisée, avec une faible significativité de 1.5σ . L'analyse de ces données ne montre en conséquence aucune évidence d'émission modulée.

Si on conserve les mêmes définitions des régions ON-Pulse et OFF-Pulse que précédemment, on mesure 17 photons (60 ON-Pulse, 128 OFF-Pulse) en excès sur l'intervalle de phase [0.5-0.6] conduisant à une significativité de 2.1σ . Le phasogramme obtenu est montré sur la figure 5.31.

Les résultats obtenus pour l'ensemble des données peuvent sembler faibles au regard du nombre élevé d'heures d'observation. Le lot de données correspondant à la période 2008-2009 (21h) où la validité des éphémérides a été vérifiée, conduit quant à lui à un déficit de 3 évènements sur l'intervalle de phase [0.5-0.6].

Une analyse plus détaillée des conditions de prises de données montre que la majorité de celles-ci n'ont pas été réalisées dans le but d'observer le pulsar de Vela mais la

4. Configuration `ash south` de l'analyse multivariée (? , ?) présentée dans la section 2.2.3.1.

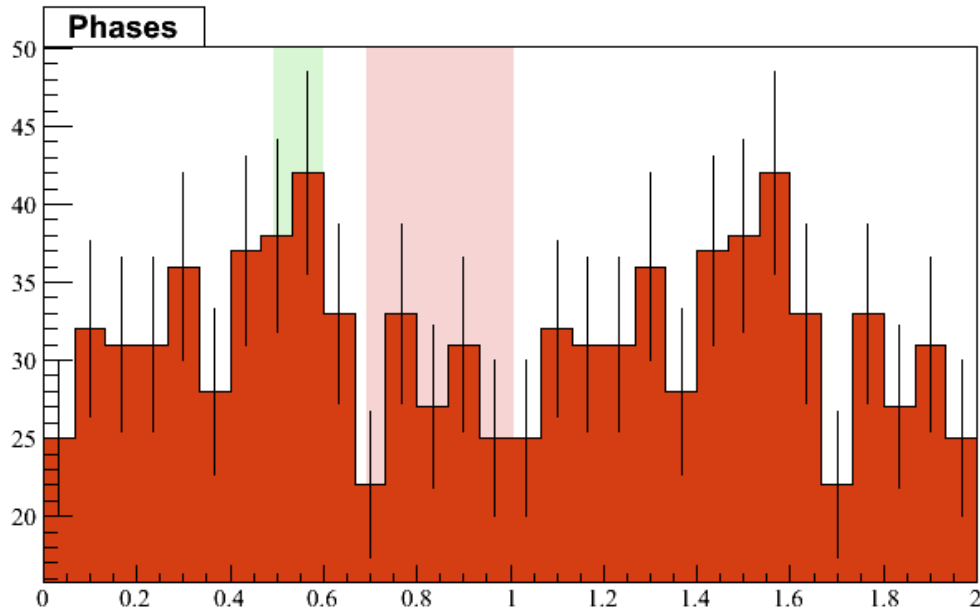


FIGURE 5.31: Phasogramme obtenu avec l'analyse *ash south* sur 81.8 h de données prises par le réseau H.E.S.S. I. Les régions ON-Pulse et OFF-Pulse sont identiques à celles décrites précédemment.

nébuleuse associée. Aussi, pour un nombre non négligeable d'entre elles, le pulsar se trouve à un offset important du centre de la caméra, où l'acceptance γ est bien plus faible. Ainsi, la durée effective des observations ne correspond pas aux 81.8 heures initiales. Une sélection plus stricte des prises de données, en excluant celles où le pulsar est à un offset supérieur à 0.7° , ainsi que les runs pour lesquels le nombre total de pixels non opérationnels est supérieur à 150, ne conduit qu'à 23.4 heures d'observation, dont sont exclues la quasi totalité des prises de données 2008-2009. Pour cette liste, on mesure 12 photons en excès (30 ON-Pulse, 54×0.33 OFF-Pulse) correspondant à une significativité de 2.2σ .

Avec une durée d'observation proche de celle en mode hybride avec H.E.S.S. II, nous obtenons un excès similaire (12 ici comparé à 13 pour les données hybrides), mais la significativité reste plus faible (2.2σ comparé à 4.5σ). Cette différence provient essentiellement du nombre plus élevé d'évènements OFF-Pulse (18 comparé à 2 pour l'hybride), ce qui est vraisemblablement dû à une efficacité de rejet de fond moins importante pour l'analyse H.E.S.S. I comparativement à l'analyse hybride.

Nous avons néanmoins cherché à vérifier la cohérence de ces résultats à l'aide de simulations détaillées du signal et du fond attendus étant données les conditions réelles d'observation. Pour cela, nous avons procédé par tirage Monte Carlo en utilisant le spectre calculé en mode hybride comme signal et les conditions d'observation de chaque

run avec les IRF associées, le bruit de fond étant lui aussi tiré selon une loi de Poisson à partir du bruit de fond réel. Les distributions de l'excès et de la significativité pour 500 tirages sont montrées sur la figure 5.32. L'ajustement par une gaussienne de ces distributions donne une valeur moyenne de 18 photons pour l'excès et 3.2σ pour la significativité, les écart-type associés étant respectivement de 6.3 photons et 0.9σ . Les valeurs obtenues sont donc plus faibles que les moyennes attendues, mais restent tout à fait compatibles avec celles-ci : à environ un écart standard à la fois pour l'excès et la significativité.

On peut néanmoins remarquer que l'évolution de la significativité n'est pas régulière (fig. 5.33). Au-delà d'un manque de sensibilité et de la fiabilité des éphémérides, il est possible de mettre en cause la calibration de l'instrument. En particulier, sur des prises de données espacées dans le temps, la configuration de l'instrument change et il est possible que la configuration de l'analyse multivariée ne soit pas optimale pour le traitement de toutes les données. Une dernière hypothèse à envisager pour expliquer l'évolution de la significativité est un comportement sporadique dans l'émission modulée à ces énergies, pour le niveau d'émission mais aussi la phase de celle-ci.

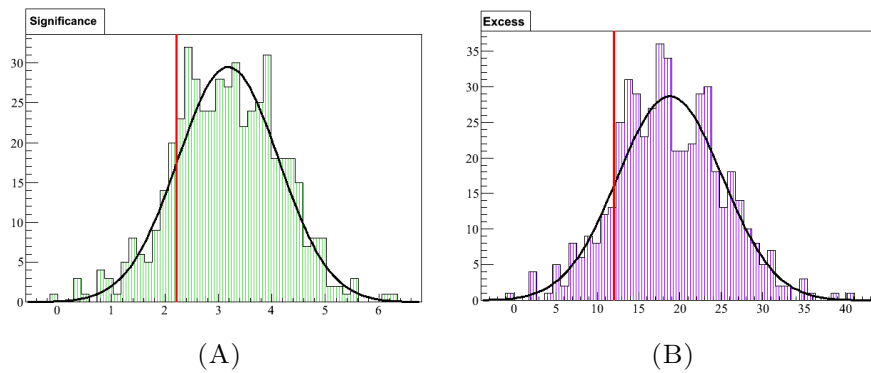


FIGURE 5.32: Les distributions pour 500 tirages Monte Carlo de l'excès et de la significativité mesurés par le réseau H.E.S.S. I en 23.4 h d'observation. Le spectre simulé et injecté comme signal correspond à celui mesuré par H.E.S.S. II en mode hybride sur la pulsation P2 du pulsar de Vela.

5.5 Discussion

L'observation du pulsar de Vela grâce au réseau H.E.S.S. II fait l'objet principal de cette thèse. La détection et l'analyse de la pulsation P2 de ce pulsar grâce aux méthodes développées à l'APC pour le traitement des données mono-télescope en est le principal résultat.

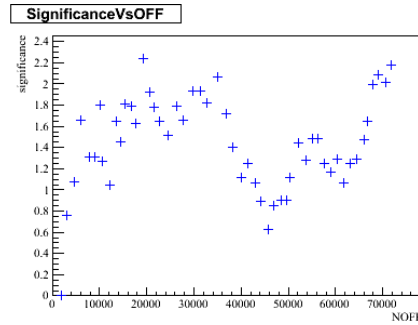


FIGURE 5.33: Évolution de la significativité en fonction du nombre d'évènements observé sur tout le champ de vue pour les 23.4h d'observation H.E.S.S. I.

Il s'agit ici de la première observation d'une émission modulée par l'expérience H.E.S.S, ce qui valide donc les méthodes de chronométrie (datation des évènements, barycentrage, calcul de la phase) pour l'expérience. Une large fraction des évènements observés ($\sim 40\%$) se situe à des énergies vraies de moins d'une vingtaine de GeV, ce qui correspond à des énergies bien plus basses que celles atteintes par l'astronomie Čerenkov au sol avant l'avènement de H.E.S.S. II.

Le seuil bas ainsi atteint nous procure un recouvrement précieux entre les gammes d'énergie couvertes par H.E.S.S. II et *Fermi*, ouvrant par là la possibilité d'intercalibration entre les deux instruments, mais surtout dans une première étape, d'utiliser les données de *Fermi* sur le pulsar de Vela comme un faisceau test de validation pour H.E.S.S. II. C'est le travail qui a été entrepris ici : les études présentées dans ce chapitre montrent une bonne compatibilité des mesures, confirmant non seulement la validité de l'analyse mono, mais également la fiabilité de toute la chaîne, allant de la calibration de l'instrument aux simulations numériques des gerbes de particules et de l'instrument aux énergies entre 10 et 100 GeV.

Le flux élevé de photons provenant du pulsar de Vela nous a permis de détecter le signal avec une bonne significativité. De plus, la grande stabilité du bruit de fond dont bénéficie l'analyse pulsée nous a libérés d'une bonne partie des effets systématiques produites par les variations de celui-ci dans le champ de vue. Ces éléments nous ont donné la possibilité de mieux comprendre le comportement de l'instrument proche de son seuil. Il ne fait aucun doute que le pulsar de Vela peut être considéré comme une source de calibration pour le future réseau de télescopes CTA près de son seuil.

La confirmation d'une seconde composante, modulée en phase et à plusieurs TeV, serait une première dans l'astronomie des pulsars à hautes énergies. Un tel signal nous permettrait de profiter de toute l'étendue de la gamme en énergie de H.E.S.S II, observant ainsi une source sur des intervalles d'énergie s'étalant sur deux, voire trois ordres de

grandeur. Une campagne d'observation profonde à été lancée en ce sens pour observer le pulsar en mode hybride durant l'hiver 2015-2016.

Chapitre 6

Pistes pour l'interprétation du spectre de Vela

6.1 Introduction

D'un point de vue énergétique la puissance rotationnelle disponible déduite du ralentissement des pulsars est largement suffisante pour la totalité de leur émission pulsée. Nous sommes pourtant assez loin d'avoir une représentation satisfaisante pour décrire les processus à l'oeuvre pour la production des pulsations, qu'il s'agisse de la radio ou de l'optique, ou encore des rayonnements non thermiques à plus haute énergie dans les domaines X ou gamma. S'il est clair qu'un dipôle incliné en rotation doit émettre du rayonnement électromagnétique à grande amplitude, des particules ultra-relativistes sont aussi nécessaires à la fois pour produire le rayonnement pulsé et comme une source d'injection dans la nébuleuse – laquelle est observée en synchrotron et en inverse Compton.

La géométrie et la topologie du champ magnétique dépendent drastiquement des modèles de la magnétosphère et du vent, et les lieux d'émission sont plutôt postulés que déduits d'un raisonnement *ab initio*. Nous l'avons vu au chapitre 1, les efforts de modélisation brassent un large spectre allant des modèles d'une magnétosphère vide avec une résistivité infinie à ceux où celle-ci est remplie et de conductivité infinie permettant l'application de la MHD idéale, ou encore ceux basés sur un vent relativiste au-delà du cylindre de lumière muni d'une feuille de courant à la croisée des régions de polarité magnétique opposée.

La mise au point d'un modèle, voire l'ajustement des paramètres d'un modèle déjà disponible dans la littérature, sortiraient largement du cadre de cette thèse. L'angle d'attaque simple choisi ici consiste donc plutôt à s'appuyer sur les résultats d'analyse des chapitres précédents pour explorer d'abord quelques propriétés des populations des particules pouvant être à l'origine des émissions pulsées observées à haute énergie. Or, ces propriétés sont conditionnées par les processus d'émission, eux-mêmes dépendants du lieu d'émission et des champs présents. Il faut donc au minimum choisir un cadre de réflexion entre les modèles magnétosphériques et les modèles à base de vent. Les modèles magnétosphériques ont été largement développés tout au long du presque demi-siècle qui nous sépare de la découverte des pulsars et de la proposition de (? ?) dont on a rappelé les bases au chapitre 1, section 1.1.2.3. Ils reposent aujourd'hui sur une artillerie assez conséquente dont nous avons aussi rappelé quelques aspects, section 1.3. La seconde catégorie de modèles pour lesquelles les lieux d'accélération et d'émission se trouvent au-delà du cylindre de lumière, ont connu un développement plus tardif et sont moins développés, même si la proposition d'une feuille de courant par (? ?) s'est faite très tôt. Nous avons donc décidé de nous placer dans ce cadre, sans chercher à apporter une quelconque amélioration, mais dans le but d'examiner l'apport potentiel des mesures au TeV en ce qui concerne les contraintes sur la zone d'émission (en unités de rayon de cylindre de lumière) et l'intensité du champ magnétique, une fois le facteur de Lorentz du vent fixé grâce à la mesure de la largeur de la pulsation. Précisons ici que nous travaillerons sur la base des spectres résolus en phase (pics P1 et P2) ce qui n'est pas le cas des publications sur le sujet disponibles à ce jour qui se concentrent sur les spectres moyennés en phase.

Nous débuterons ce chapitre par un rapide examen de deux des derniers travaux sur le pulsar de Vela dans le cadre des modèles à cavités, avant de nous plonger dans le vent du pulsar au-delà du cylindre de lumière.

6.2 Deux tentatives récentes à base de cavités externes et à fentes

Les principes de base des modèles à cavités externes et à fentes ont été rapidement rappelés dans les sections 1.3.2 et 1.3.3. (? ?) sont les premiers à avoir mis en évidence, grâce à l'analyse de 62 mois de données du *Fermi-LAT*, des photons pulsés au-delà de 50 GeV dans l'émission du pulsar de Vela¹. La tentative d'ajustement du

1. Plus précisément, il s'agit de 5 photons au-delà de 50 GeV, d'énergies respectives de 51.3, 55.9, 79.5, 91 GeV et enfin le plus énergétique à 208.5 GeV.

spectre *moyenné en phase* repose sur un modèle proposé par (? ?) dit à gaps externes “actifs”, nommé ainsi pour souligner le fait que leur largeur dépend des courants externes injectés. Sachant que ces derniers sont pour le moins ad hoc, cela revient de fait à ajouter plus de paramètres au modèle dont le résultat est représenté sur la fig 6.1. On constate que la qualité de l’ajustement est globalement correcte, elle reste variable en fonction de l’énergie. Remarquons que dans le cadre de ces modèles, les photons γ les plus énergétiques proviennent des gaps avec le champ électrique le plus élevé, c’est-à-dire ceux qui ont le courant externe injecté le plus faible, et qui sont par conséquent dotés d’une largeur plus importante. Cette propriété implique de fait que la largeur des pulsations gamma doit augmenter en fonction de l’énergie, ce qui n’est pas observé dans les données, on observe le contraire même le contraire (voir figure 4.10).

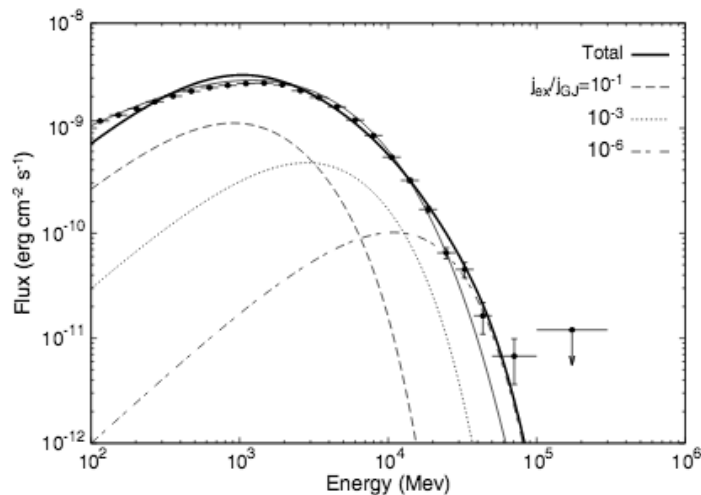


FIGURE 6.1: Spectre moyenné en phase du pulsar de Vela décrit par un modèle de gap actif. La courbe continue épaisse représente la somme des spectres produits dans des gaps selon différents courants. Cette figure est extraite de (? ?).

Dans un article plus récent, (? ?) proposent une étude très détaillée de quatre pulsars : deux millisecondes, les pulsars du Crabe et Vela, dans le cadre d’un modèle de magnétosphère pleine (*force free*) à cavité à fentes en 3D. Deux populations de particules émettrices sont supposées : les primaires, accélérées depuis la surface de l’étoile à neutrons, et les secondaires, produites dans les cascades près des calottes polaires. Toutes les particules sont suivies le long des fentes et des lignes de champ magnétique associées, rayonnant par processus synchrotron et de courbure, mais aussi et surtout en ce qui concerne la partie du spectre au-delà de 100 GeV, par processus auto-inverse Compton² en diffusant sur le rayonnement synchrotron. Les résultats de l’ajustement des spectres *moyennés en phase* pour le Crabe et le pulsar de Vela sont montrés sur la figure 6.2.

2. SSC ou *Self Synchrotron Compton* en anglais.

Dans le cas du Crabe, la “bosse” γ entre 100 MeV et quelques centaines de GeV est ajustée comme la somme des contributions des photons CR des particules primaires et des photons SSC dus à la diffusion des secondaires sur les photons synchrotron que celles-ci émettent elles-même. Notons, comme soulevé par les auteurs, que l'addition ad hoc d'une extension en forme d'une loi de puissance, dans le but de reproduire le spectre mesuré dans la bande 1-10 MeV, aboutit à surestimer le flux et à un indice plus dur que celui mesuré, au-delà de 100 GeV.

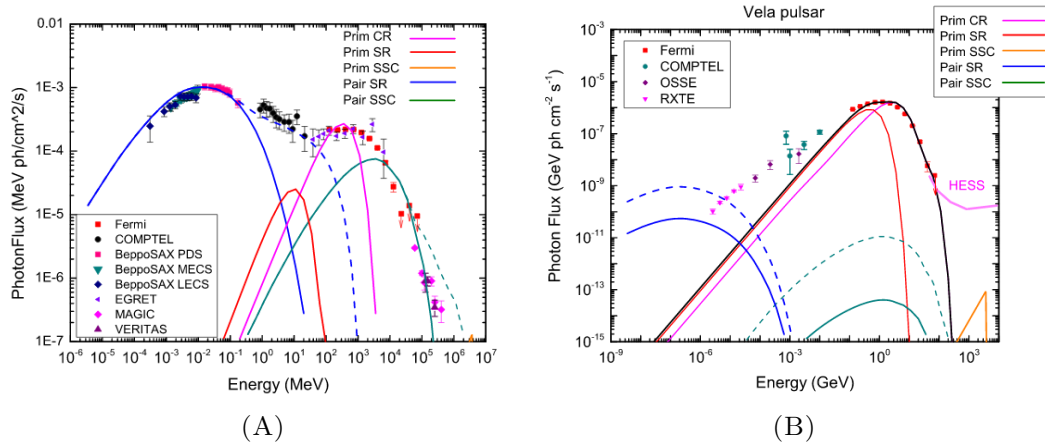


FIGURE 6.2: Spectres moyennés en phase du pulsar du Crabe (à gauche) et de Vela (à droite) décrits par un modèle de type *slot gap* (voir texte). Les courbes roses et rouges représentent respectivement le rayonnement de courbure et le rayonnement synchrotron des électrons primaires. Celle bleus et vertes, le rayonnement synchrotron et SSC des paires secondaires (? , ?).

Pour Vela la situation est différente, puisque l'ajustement de la “bosse” γ se fait par l'addition des rayonnements de courbure et synchrotron des seules particules primaires. Le flux d'énergie dû au processus SSC reste quant à lui très faible.

Remarquons tout de suite que les outils développés pour cette thèse permettent également d'ajuster le spectre de Vela dans l'hypothèse du rayonnement de courbure (voir fig. 6.3) calculé pour un rayon de courbure moyen. Cependant les distributions de particules obtenues s'écartent de celles attendues dans cette hypothèse. Ce qui n'est pas très étonnant puisque l'ajustement est obtenu ici pour un rayon de courbure moyen, sans tenir compte de la variation de celui-ci pour un modèle de magnétosphère donné. Une discussion sur les mécanismes d'accélération dans les vides de la magnétosphère et la géométrie de ceux-ci dépasse le cadre de cette thèse : nous mettrons l'accent sur l'hypothèse d'une émission synchrotron dans le vent du pulsar.

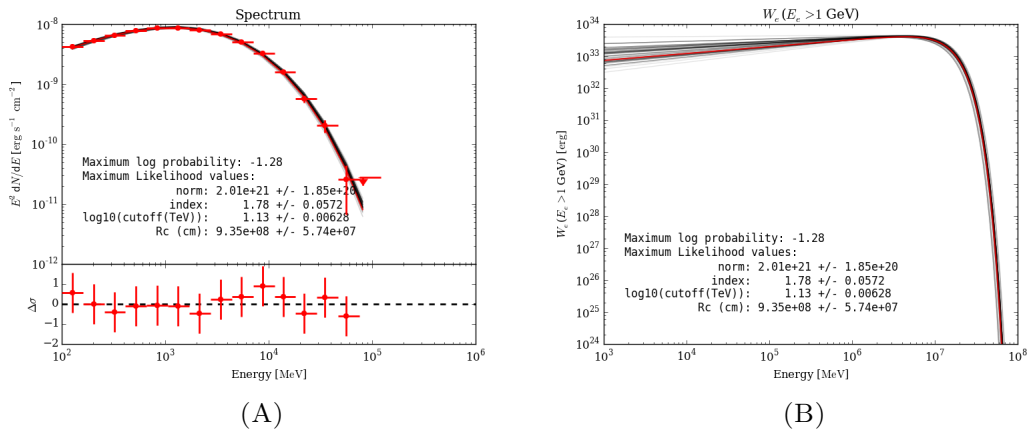


FIGURE 6.3: Ajustement du spectre de la pulsation P2 du pulsar de Vela par le processus de rayonnement de courbure. La figure de gauche montre le spectre calculé et les points de flux mesurés à l'aide de *Fermi*, celle de droite montre la distribution ajustée de particules. Les paramètres ajustés sont un rayon de courbure $R_c = (7.0 \pm 0.1) \times 10^8$ cm et une population de particules donnée par $N(E_e) = (2.0 \pm 0.1) \times 10^{21} \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}}\right)^{-1.78 \pm 0.05} \times e^{-\left(\frac{E_e}{13.5 \pm 1 \text{ TeV}}\right)^2} \text{ eV}^{-1}$.

6.3 Rayonnement dans le vent strié au-delà du cylindre de lumière

Nous avons présenté dans la section 1.4 les éléments de base des modèles de vent strié, notamment le fait que les propriétés physiques de l'émission pulsée relèvent principalement des effets de focalisation relativiste et de la feuille de courant dans le plan équatorial où l'on suppose que la reconnexion magnétique constitue la source d'accélération des particules dans le repère du vent. Précisons de suite que nous ne rentrerons pas dans les raffinements de ce type de modèle, tel par exemple l'épaisseur de la feuille de courant, la différenciation en fonction du signe des leptons (pour les propriétés d'accélération qui doivent avoir lieu en sens opposés, mais aussi de rayonnement du fait des conditions probablement différentes pour chaque espèce). Nous proposons ici une approche inspirée de (?), qui ajustent le spectre moyenné en phase du pulsar de Vela par le rayonnement synchrotron d'une population de particules en loi de puissance à coupure super exponentielle ($N(E_e) \propto E^{-p} e^{-(E_e/E_c)^n}$ avec $n=2$).

Nous nous appuyons ici principalement sur les mesures résolues en phase, en rayons X, thermiques et non-thermiques, et en rayons γ allant de 100 MeV à quelques TeV. Nous allons donc supposer que l'excès au TeV à environ quatre écarts standard présenté au chapitre précédent pourra être confirmé par de futures mesures. Les conditions dans lesquelles nous allons ajuster les mesures spectrales sont les suivantes :

- Les ajustements des spectres résolus en phase de P1 et P2 seront faits sous des hypothèses similaires.
- Si la minimisation est réalisée à l'aide des données du *Fermi*-LAT, les limites supérieures de HESS I ainsi que l'estimation du niveau d'émission au TeV en mode hybride seront prises en compte.
- Une composante non thermique avec un spectre dur, en phase avec P1, a été mise en évidence avec RXTE (?). Pour P2 une telle composante est soit très faible soit inexistante. Nous prendrons donc la mesure de P1 comme une limite supérieure pour P2.
- En ce qui concerne l'indice des lois de puissance pour les populations de particules à l'origine de P1 et P2, il sera fixé pour toute l'étude à 1.5 (nous justifierons ce point plus bas).
- La largeur des pulsations est utilisée pour poser une limite supérieure au rayon d'émission selon la condition donnée au chapitre 1 dans la relation 1.91 :

$$R_{\text{IC}}(\Gamma_{V_{\text{ent}}}) = \frac{R_0}{R_{\text{LC}}} \sim \frac{4\pi\Gamma_{V_{\text{ent}}}^2}{\Delta=0.1}$$
 en fonction de $\Gamma_{V_{\text{ent}}}$.
- L'ajustement des spectres est effectué pour plusieurs valeurs de $\Gamma_{V_{\text{ent}}}$ choisies a priori et pour le rayon limite R_{IC} correspondant.
- Ce rayon limite et le facteur $\Gamma_{V_{\text{ent}}}$ (aberrations relativistes) permettent de fixer la densité de photons X thermiques servant de cibles pour le processus inverse Compton.
- Les paramètres de l'intensité du champ, B , de l'énergie de coupure, E_c , et du nombre de particules, $N(1 \text{ TeV})$, sont ensuite ajustés pour ce rayon par les processus synchrotron et inverse Compton sur les données GeV et TeV, respectivement.

6.4 Précisions sur les processus radiatifs et méthode numérique

Pour ajuster les spectres mesurés par un modèle physique, nous avons choisi de nous baser sur l'environnement de travail python `naima`³, lui-même utilisant les librairies `Astropy` pour l'environnement physique et `emcee`, implémentation des algorithmes MCMC⁴, pour les méthodes d'ajustements.

L'environnement `naima` possède de façon native les fonctions décrivant le rayonnement synchrotron, Compton inverse, bremsstrahlung, et la désintégration de pions. Nous avons modifié ces fonctions dans le but de les adapter au cadre particulier de l'étude

3. Documentation complète : <https://naima.readthedocs.org>

4. *Markov Chain Monte Carlo fitting*, Monte-Carlo par Chaînes de Markov.

des pulsars, notamment en y ajoutant les processus de rayonnement de courbure et de rayonnement de synchro-courbure en utilisant les fonctions décrites dans la section 1.2.2. Les approximations numériques utilisées pour le rayonnement synchrotron et le rayonnement de courbure sont données dans l'équation 1.32, celles utilisées pour le rayonnement Compton inverse sont données dans (?). Le flux mesuré est ramené au flux de la source en utilisant l'expression 1.80 avec un facteur $f_\Omega = 1$. Nous faisons donc ici l'hypothèse que le flux émis est isotrope sur une sphère.

Nous avons vu dans la section 1.4, que dans l'hypothèse d'une émission produite par le rayonnement synchrotron des particules dans le vent du pulsar, le déplacement relativiste de ce dernier par rapport à l'observateur est une condition nécessaire à l'observation de pulsations dans la courbe de lumière. Nous avons donc inclus les phénomènes relativistes liés au facteur de Lorentz du vent (Γ_{Vent}) selon la relation :

$$F(E_\gamma) = D^3 F(E'_\gamma) \quad (6.1)$$

où $D = \sqrt{\frac{1+\beta_{\text{Vent}}}{1-\beta_{\text{Vent}}}}$ est le facteur Doppler lié à la vitesse radiale du vent et $E_\gamma = DE'_\gamma$.

En supposant que ce rayonnement est produit dans le vent du pulsar, le facteur de Lorentz peut varier de quelques unités pour une région située proche du cylindre de lumière à quelque 10^4 . Nous privilégierons ici les valeurs variant de quelques dizaines à quelques centaines.

Rappelons que pour ce modèle simple, l'ajustement des spectres des pulsations est un problème dégénéré. Cette dégénérescence est principalement due à la corrélation entre les différents paramètres, en particulier l'énergie de coupure du spectre des particules et l'intensité du champ magnétique pour le rayonnement synchrotron. Un champ magnétique intense (ou une courbure importante des lignes de champ dans le cadre du rayonnement de courbure) impliquera une densité de particules plus faible et une coupure à plus basse énergie dans le spectre de celles-ci. Dans le cadre d'une émission synchrotron dans le vent du pulsar, il y a également une dégénérescence selon le facteur de Lorentz du vent. Il existe donc souvent un ensemble continu de solutions d'au moins une dimension pouvant décrire le spectre mesuré.

L'ajustement des processus radiatifs sur les spectres mesurés par l'instrument *Fermi-LAT* permet d'estimer une distribution de particules responsables de cette émission. Il est alors possible d'évaluer le rayonnement produit par la diffusion Compton inverse de ces particules sur un champ de photons. Les études réalisées ont montré qu'étant données les populations d'électrons ajustées pour la description des spectres du *Fermi-LAT*, il est nécessaire de supposer un champ de photons cibles avec une densité d'énergie très

importante si l'on veut produire un rayonnement Compton inverse observable. Un tel champ de photons pourrait provenir du rayonnement de corps noir de l'étoile. Le flux de photons produit peut être déduit à l'aide d'une estimation de sa température (T_{BB}) et de sa surface S_{BB} par la relation :

$$L_x = S_{\text{BB}}^2 \sigma_b T_{\text{BB}}^4 \quad (6.2)$$

où σ_b est la constante de Boltzmann. On peut déduire de cette expression la densité de photons à un rayon R_{IC} de l'étoile où a lieu la diffusion IC :

$$U_x = \frac{L_x}{4\pi R_{\text{IC}}^2} \quad (6.3)$$

Si cette émission est produite dans le vent il faut tenir compte des effets relativistes liés à la vitesse de celui-ci par rapport à l'étoile et à l'observateur, non seulement pour l'effet d'amplification du rayonnement décrits par la relation 6.1, mais également pour la densité et l'énergie du champ de photons cibles : la contraction des longueurs diminue la densité de photons d'un facteur Γ_{vent} et l'effet Doppler diminue l'énergie de ces photons d'un facteur D .

6.5 Ajustements des spectres résolus en phase

Comme nous l'avons vu au chapitre 4 section 4.4.1.2, les ajustements du spectre de Vela à partir des données du *Fermi*-LAT montrent une forme bien décrite par une loi de puissance à coupure sous-exponentielle (eq. 4.4) avec un index $\alpha \sim 1$ pour la loi de puissance et $\beta \sim 0.4 - 0.5$ pour l'indice de la coupure. Ceci nous indique que ce spectre peut être décrit par le processus radiatif synchrotron (ou de courbure comme on l'a vu dans dans la section 6.2) d'une population de particules de la forme $N(\gamma) = N_0 \gamma^{-p} e^{-(\gamma/\gamma_{\text{crit}})^n}$. En cohérence avec les valeurs données dans la section 1.2.2 pour le rayonnement synchrotron, la pulsation P2 peut être ajustée avec les valeurs $n = 1$ et $n = 2$, alors que les pulsations P1 et P3 sont mieux décrites pour la valeur $n = 2$. Nous avons donc choisi cette dernière valeur pour les ajustements des spectres résolus en phase de P1 et P2 sur les données *Fermi*-LAT. Nous avons pris en compte les données X fournies par RXTE (?, ?) qui montrent une composante dure dont la phase est alignée avec P1. On peut voir sur la figure 6.4 deux ajustements pour un facteur de Lorentz $\Gamma_{\text{vent}} = 10$, et un champ magnétique de 10 mG. Les valeurs ajustées pour l'indice sont : $p_{\text{P1}} = 1.61 \pm 0.01$; $p_{\text{P2}} = 1.58 \pm 0.01$, pour la normalisation à 1 TeV : $N_{\text{P1}}(1\text{TeV}) = (7.0 \pm 0.1) \times 10^{18} \text{ eV}^{-1}$; $N_{\text{P2}}(1\text{TeV}) = (4.7 \pm 0.1) \times 10^{18} \text{ eV}^{-1}$ et pour l'énergie de coupure $E_{\text{cp1}} = 269 \pm 1 \text{ TeV}$;

$E_{c_{P2}} = 380 \pm 1$ TeV. On peut tout d'abord remarquer que les spectres ajustés permettent de reproduire les données de *Fermi* avec une très bonne précision (inférieure à 2%).

Il est assez remarquable que la loi de puissance ajustée sur les données au GeV, sans imposer la contrainte des données X, aboutit à un flux assez proche du flux mesuré entre 3 et 30 keV. Cela semble indiquer que la même population de leptons est à l'origine de l'émission depuis le keV jusqu'à la centaine de GeV. On constate aussi qu'en fixant l'indice à une valeur $p = 1.5$, le spectre de P1 reste compatible avec les données en rayons X, ainsi que celui de P2, lorsque celles-ci sont considérées comme limites supérieures. Un test statistique basé sur le rapport de vraisemblance entre les deux cas : $-2 \ln \left[\frac{\mathcal{L}(\mathcal{H}_{p\text{-libre}})}{\mathcal{L}(\mathcal{H}_{p=1.5})} \right] < 1$, montre que cette hypothèse est tout à fait compatible avec les données. Les normalisations à 1 TeV et énergies de coupure ajustés sous cette hypothèse sont respectivement : $N_{P1}(1\text{TeV}) = (4.0 \pm 0.1) \times 10^{18} \text{ eV}^{-1}$; $N_{P2}(1\text{TeV}) = (3.1 \pm 0.1) \times 10^{18} \text{ eV}^{-1}$ et $E_{c_{P1}} = 263 \pm 1$ TeV ; $E_{c_{P2}} = 372 \pm 1$ TeV.

Des tests complémentaires ont montré que p ne dépend que de la valeur de n (fixé ici à 2, voir ci-dessus) et très faiblement des autres paramètres. Nous l'avons donc fixé à $p = 1.5$ dans tout ce qui suit.

Comme nous l'avons dit précédemment, l'ajustement du spectre synchrotron est un problème dégénéré, non seulement entre l'intensité du champ magnétique B et le nombre de particules (normalisation et énergie de coupure), mais également entre le facteur de Lorentz du vent et ces trois derniers paramètres (comme précisé ci-dessus, l'indice p de la loi de puissance est quant à lui assez stable pour un indice de coupure exponentielle n donné.) L'observation d'une composante au TeV permet de lever en partie ces dégénérescences sous certaines hypothèses. Comme on l'a précisé ci-dessus, l'expression 1.92 permet d'utiliser la largeur des pics pour poser une limite supérieure sur le rayon d'émission R_{IC} . En faisant l'hypothèse que cette émission est due à la diffusion Compton inverse des électrons sur les photons thermiques de l'étoile, on peut calculer la puissance émise par ce rayonnement à ce rayon R_{IC} . On obtient ainsi une solution limite pour un facteur de Lorentz donné : celle-ci consiste en un rayon maximal d'émission auquel correspond une valeur inférieure de l'intensité du champ B .

On peut déduire les caractéristiques du corps noir de Vela à partir des observations en rayon X. (? , ?) ajustent les données X avec trois composantes, dont deux corps noirs et une composante non thermique (voir section 5.1.3.3). Le rayon visible des corps noirs varie avec la phase (voir figure 5.5). Le faible rayon du corps noir chaud rend le rayonnement de celui-ci négligeable devant celui du corps noir froid. On ne va donc considérer que le rayonnement à la surface de l'étoile du corps noir de température

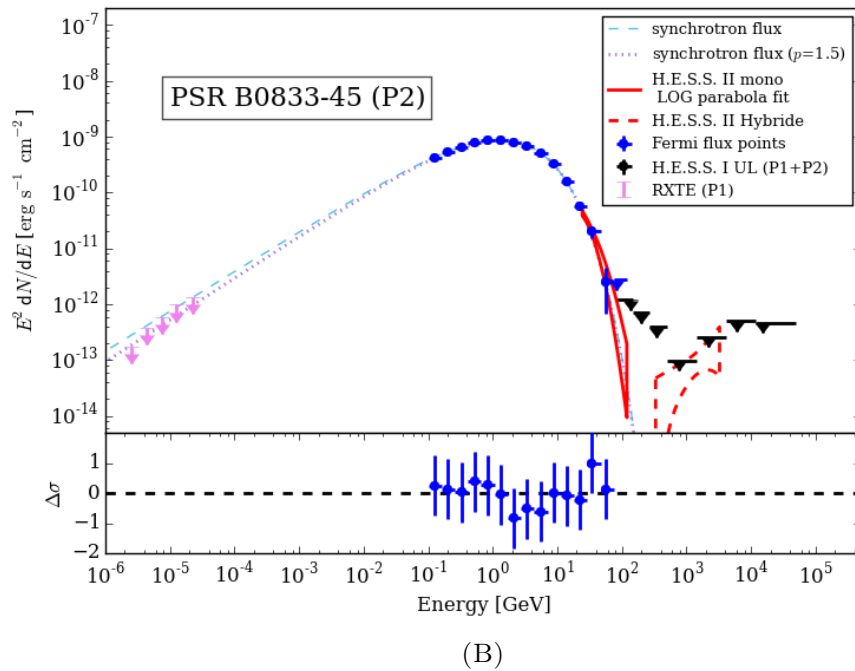
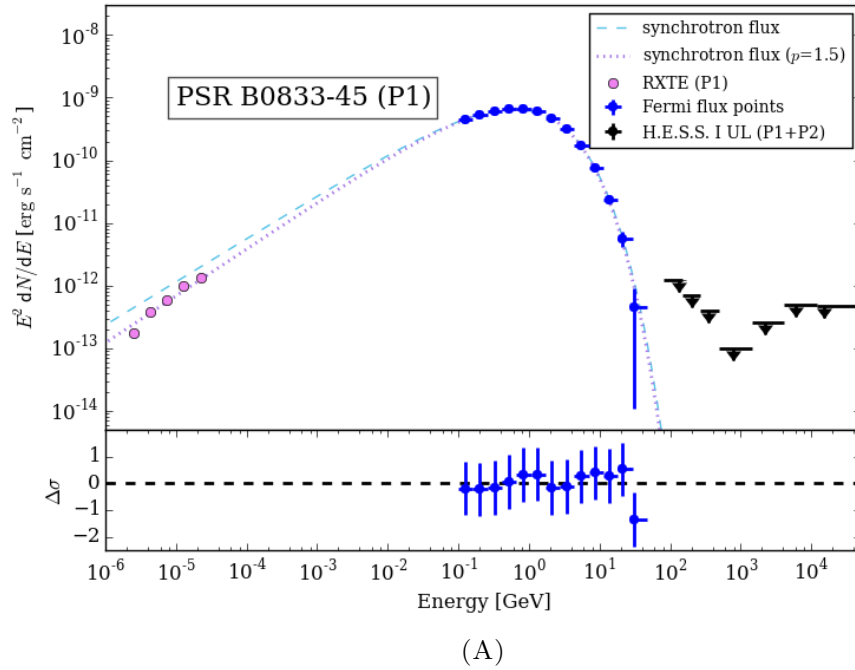


FIGURE 6.4: Ajustement du rayonnement synchrotron d'une population de particules sur les données de *Fermi* sur P1 (en haut) et P2 (en bas) pour un facteur de Lorentz $\Gamma_{\text{vent}} = 10$, et un champ magnétique de 10 mG. Les valeurs ajustées sont pour l'indice : $p_{P1} = 1.61 \pm 0.01$; $p_{P2} = 1.58 \pm 0.01$, pour la normalisation à 1 TeV : $N_{P1}(1\text{TeV}) = (7.0 \pm 0.1) \times 10^{18} \text{ eV}^{-1}$; $N_{P2}(1\text{TeV}) = (4.7 \pm 0.1) \times 10^{18} \text{ eV}^{-1}$ et pour l'énergie de coupure $E_{CP1} = 269 \pm 1 \text{ TeV}$; $E_{CP2} = 380 \pm 1 \text{ TeV}$. Les normalisations à 1 TeV et énergies de coupure ajustés sous l'hypothèse $p = 1.5$ sont respectivement : $N_{P1}(1\text{TeV}) = (4.0 \pm 0.1) \times 10^{18} \text{ eV}^{-1}$; $N_{P2}(1\text{TeV}) = (3.1 \pm 0.1) \times 10^{18} \text{ eV}^{-1}$ et $E_{CP1} = 263 \pm 1 \text{ TeV}$; $E_{CP2} = 372 \pm 1 \text{ TeV}$.

Γ_{Vent}	R_{IC}	B (μG)	index (p)	$N(1 \text{ TeV})$	E_c (GeV)
1	1	$(9 \pm 1) \times 10^5$	1.5	$(3.9 \pm 0.8) \times 10^{21}$	170 ± 50
5	30	$(2 \pm 1) \times 10^5$	1.5	$(1.5 \pm 0.8) \times 10^{18}$	120 ± 50
10	100	$(4 \pm 1) \times 10^4$	1.5	$(5.5 \pm 0.8) \times 10^{17}$	190 ± 50
20	500	$(6 \pm 1) \times 10^3$	1.5	$(3.0 \pm 0.8) \times 10^{17}$	340 ± 50
50	3000	400 ± 100	1.5	$(1.9 \pm 0.8) \times 10^{17}$	830 ± 50
100	10000	50 ± 10	1.5	$(1.7 \pm 0.8) \times 10^{17}$	1800 ± 500

TABLE 6.1: Populations et champs magnétiques ajustés pour reproduire le spectre au GeV et au TeV de la pulsation P2 du pulsar de Vela au rayon R_{IC} maximum permis par le facteur de Lorentz du vent.

$T = 10^6$ K et de rayon de 4.9 km⁵.

Le rayonnement de ce corps noir correspond à une luminosité $L_x = \pi R_{\text{bb}}^2 \sigma_b T^4 \approx 4.3 \times 10^{31}$ erg / s. À un rayon R_{IC} donné de l'étoile, on a alors une densité de photons X : $U_x = L_x / 2\pi \left(\frac{R_{\text{IC}}}{R_{\text{LC}}}\right)^2 \approx 7.8 \times 10^{14} \left(\frac{R_{\text{IC}}}{R_{\text{LC}}}\right)^{-2}$ eV.cm⁻³.

Nous avons réalisé pour la pulsation P2, sous ces hypothèses, ainsi qu'en fixant le rayon d'émission aux conditions limites ($\frac{R_0}{R_{\text{LC}}} \sim \frac{4\pi\Gamma^2}{\Delta=0.1}$) plusieurs ajustements pour différentes valeurs de Γ_{Vent} . Les valeurs ajustées des paramètres sont données dans la table 6.1. Trois de ces ajustements pour les valeurs de Γ_{Vent} de 5, 20 et 100 sont montrés dans la figure 6.5. On peut voir que plus le facteur de Lorentz du vent est faible, plus la diffusion Compton inverse se déroule dans un régime Klein-Nishina extrême, ce qui conduit à un spectre IC plus mou. Les observations réalisées avec H.E.S.S II-hybride semblent alors favoriser un grand facteur de Lorentz et donc une émission plus éloignée dans le vent. Nous devons bien sûr garder à l'esprit que ces mesures sont très préliminaires étant donné que l'indice au TeV est très peu contraint. Cette étude permet néanmoins de montrer l'impact d'une mesure de l'émission IC : une estimation du flux de photons à quelques TeV semble permettre de lever en partie la dégénérescence en Γ_{Vent} .

Notons aussi que si nous avons trouvé des ajustements relativement bons pour P2, les mêmes valeurs de facteur de Lorentz, Γ_{Vent} , et de l'intensité du champ B aboutiraient à une émission IC dans le cas de P1, au moins équivalente à celle de P2 – ce qui n'est pas en accord avec les observations H.E.S.S. II hybride. On est ici face à une différence de comportement entre les deux pics, à l'image de celle constatée à plus basse énergie, au GeV (différence spectrale se traduisant par la variation du rapport P1/P2 en fonction de l'énergie), mais aussi au keV (pulsation en phase avec P1, absence de, ou très faible émission en phase avec P2). Une solution possible pour expliquer l'ensemble de ces différences serait de considérer une intensité de champ magnétique plus élevée à l'œuvre

5. Ce rayon correspond à celui du corps noir froid, visible sur la phase de P2.

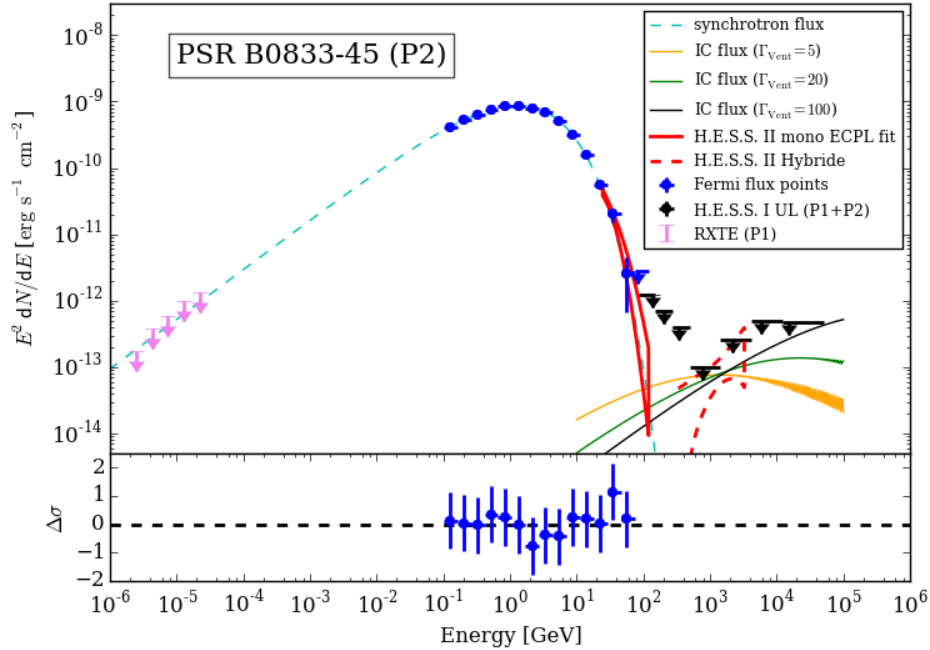


FIGURE 6.5: Flux synchrotron et IC des ajustements présentés dans la table 6.1 sur la pulsation P2 du pulsar de Vela pour les facteurs de Lorentz du vent 5, 20 et 100.

pour le rayonnement de P1 : en effet dans ce cas le nombre de particules responsables de cette émission devrait être revu à la baisse, ainsi que, en conséquence, le niveau de l'émission Compton inverse. Un champ magnétique plus intense irait aussi de pair avec le fait que l'énergie maximale de la population des particules à l'origine de P1 soit plus faible. Par ailleurs, dans le cas où l'émission au GeV et au keV proviendraient de populations différentes, des paramètres supplémentaires permettraient de s'affranchir de ce problème. Ceci serait néanmoins au prix de postuler que la bonne connexion entre les flux au keV et au GeV pour P1, soulignée ci-dessus, ne serait que le fruit du hasard. Rappelons finalement que nous sommes ici à la limite des possibilités de prédiction des modèles à base de vent strié qui ne fournissent pas encore de mécanisme précis

pour la différenciation des deux pulsations.

6.6 Résumé

Nous avons vu qu'en se plaçant dans le contexte des modèles à vent strié et en supposant que le rayonnement synchrotron est à l'origine des pulsations de Vela, nous pouvons non seulement reproduire avec une précision inférieure à $\sim 2\%$ les données du

Fermi-LAT, mais également prédire des niveaux de flux compatibles avec les données en rayons X non thermiques.

Les populations de particules ajustées sont susceptibles de rayonner aux très hautes énergies via un processus de diffusion Compton inverse sur les photons thermiques de l'étoile. La confirmation de la détection d'un flux modulé au TeV pour le pulsar de Vela, ainsi que l'observation d'une composante IC pour d'autres pulsars par les télescopes Čerenkov au sol, pourraient fournir des informations importantes sur les lieux de formation du rayonnement γ .

Si cette étude relativement simple ne prétend pas expliquer les processus complexes à l'œuvre dans les pulsars, elle ouvre une piste dont l'exploration pourrait permettre de poser des contraintes supplémentaires et assez intéressantes sur les mécanismes d'accélération et de rayonnement. L'application de cette étude à d'autres individus pourrait aussi permettre de trouver les meilleurs candidats pour une détection au TeV par les télescopes Čerenkov présents et futurs.

Chapitre 7

Conclusion & perspectives

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a été consacré à l'étude des pulsars jeunes, brillants en rayons γ , aux énergies allant de 100 MeV à quelques TeV. Il repose d'un point de vue observationnel sur les mesures effectuées à l'aide de l'instrument LAT, à bord du satellite *Fermi*, et avec le système de télescopes Černekov au sol H.E.S.S. installé en Namibie.

Avant même le démarrage des travaux présentés ici, le domaine des pulsars avait connu une véritable révolution grâce aux nombreuses découvertes et mesures du LAT – y compris en ce qui concerne les pulsars milliseconde – et ce dès 2009 avec la publication du premier catalogue des pulsars avec 46 sources. Le second catalogue, doté de 117 sources et publié en 2013, tout en étendant les résultats du premier catalogue, confirmait en particulier le paradigme d'une coupure exponentielle des spectres γ autour du GeV pour l'ensemble des pulsars. Du côté sol, la mise en évidence de l'extension à plus de 100 GeV de l'émission pulsée du Crabe par les collaborations VERITAS et MAGIC dès 2011, allait remettre en cause ce paradigme, pour ce seul cas. D'autre part, les observations à haute sensibilité par le réseau H.E.S.S. d'une dizaine de pulsars (choisis en raison de leur luminosité et distance favorables) n'avaient abouti qu'à des limites supérieures (assez contraignantes, autour du pourcent du Crabe), impliquant la nécessité de centaines d'heures d'observation pour toute détection d'émission pulsée au TeV.

La mise en fonctionnement du cinquième et grand télescope du réseau H.E.S.S., intervenue pendant cette thèse, avec la baisse de seuil espérée autour de quelques dizaines de GeV, devait ouvrir quelque peu les perspectives de détection et d'étude des pulsars depuis le sol. C'est à cette tâche que nous nous sommes attelés, avec le développement et la mise en place de l'analyse en mode mono présentée au chapitre 3, mais aussi par

les tests et la mise à l'épreuve de l'analyse en mode hybride des données de la phase du *commissioning* du grand télescope¹.

La méthode de l'analyse des données monotélescope repose sur des principes simples. Elle s'appuie sur les moments des images Čerenkov et sur une approche multivariée à base de réseaux de neurones pour la reconstruction des événements et d'arbres de décision (*boostés*) pour la discrimination du bruit de fond. Nous avons pu non seulement détecter le pulsar de Vela dans la bande en dessous de 100 GeV – il s'agit cependant de la source la plus brillante du ciel γ , mises à part les transitoires ; le grand télescope de H.E.S.S. ne pouvait donc pas la rater – mais également de donner une mesure assez précise de son spectre en très bon accord avec le spectre obtenu à l'aide de l'analyse des données publiques de Fermi présentée en chapitre 4 : l'écart observé est de 15-20 % sur la normalisation du flux et inférieur à ± 0.1 sur l'indice spectral². Grâce à cette analyse, l'émission pulsée de PSR B 0835-45 a pu nous servir de *faisceau test* pour la validation du modèle de l'instrument et de nos méthodes aux très basses énergies : nous avons démontré que H.E.S.S. II en mode mono détectait des rayons γ de seulement une dizaine de GeV – une première pour l'astronomie Čerenkov au sol. La simplicité de la méthode mise au point a été en grande partie garante de ces résultats³, mais nous avons également bénéficié d'une réduction drastique des effets systématiques dans le champ de vue grâce à la nature pulsée de l'émission recherchée.

A l'heure où ces lignes sont écrites, l'obtention des éphémérides et des 30 heures de données calibrées de PSR B1706-44 nous a permis de tester sur une autre source la méthodologie, à travers les prédictions concernant la détectabilité de ce pulsar aux basses énergies (présentée au chapitre 4, sec 4.4.2). Les résultats très préliminaires sont présentés sur la figure 7.2 : la source est détectée avec un excès de 6575 événements et une significativité de 4.5σ . Ces chiffres sont à environ -1.5 écart standard de la significativité prédite (5.5σ) et +1 écart pour l'excès (5000 photons prédits en excès). Au-delà des fluctuations statistiques, un seuil plus bas dû à une atmosphère plus transparente pendant la saison d'observation de B1706-44 (dont résulteraient effectivement des nombres On et Off plus importants, et une significativité plus faible), mais aussi des problèmes potentiels encore liés à la calibration des données pourraient expliquer les différences observées. La faible amplitude de celles-ci constitue néanmoins une nouvelle validation de la méthodologie.

1. Alors développée en parallèle pour la physique extra-galactique par Julien Lefaucheur.

2. Notons que si la différence de normalisation du flux est entièrement attribuée à l'incertitude sur la transparence de l'atmosphère, un ajustement à +8% de celle-ci suffirait pour réduire la différence, ce qui est tout à fait dans la fourchette d'incertitude considérée dans le domaine.

3. Aucune autre analyse au sein de la collaboration, si sophistiquée qu'elle soit, n'a été en mesure d'atteindre la qualité des résultats obtenus ici.

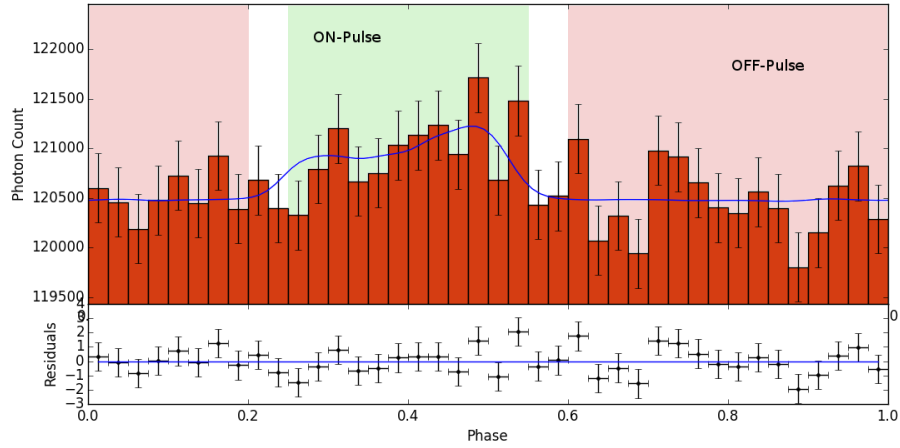


FIGURE 7.1: Phasogramme du pulsar B1706-44 obtenue avec H.E.S.S. II-mono. Les régions ON-Pulse ($[0.25-0.55]$) et OFF-Pulse ($[0,0.2] \cup [0.6,1]$), définies à partir du phasogramme de *Fermi* au-delà de 10 GeV, sont respectivement indiquées en vert et rouge. La courbe bleue représente la densité de probabilité calculée à l'aide du phasogramme de *Fermi* par une méthode KDE, avec un ajustement du bruit de fond sur les données de H.E.S.S. II. La source est détectée avec un excès de 6575 événements et une significativité de 4.5 sigma.

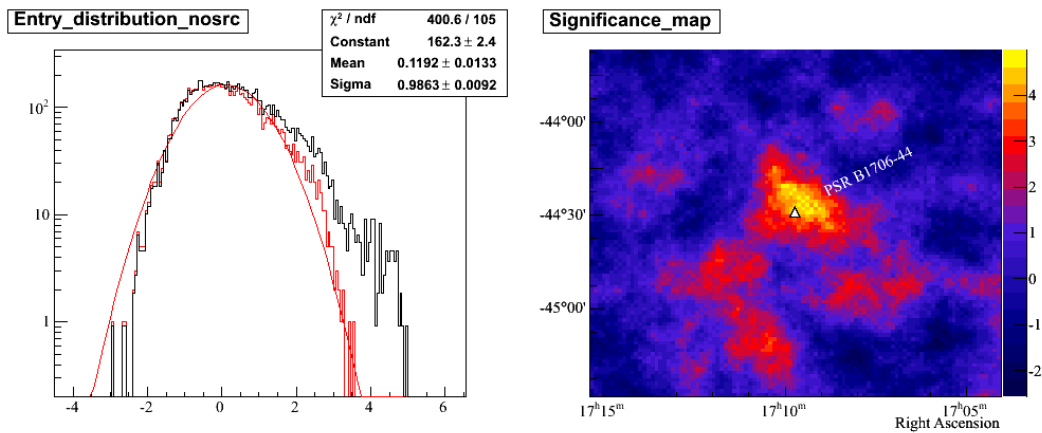


FIGURE 7.2: Distribution des significativités à une (*gauche*) et deux (*droite*) dimensions dans la région du pulsar B1706-44. Un excès est clairement visible à la position du pulsar avec un léger décalage. Celui-ci est vraisemblablement dû à la nature préliminaire de la calibration et/ou des données des corrections de pointée.



Au-delà de la méthodologie, l'étude de la forme spectrale du pulsar de Vela aux énergies supérieures à 10 GeV, effectuée à l'aide des données des deux instruments, montre une préférence pour une courbure à un degré de confiance statistique, indépendamment pour chaque instrument, de plus de 2.5 écarts standard. Ceci constitue une indication assez précieuse d'une différence notable avec le pulsar du Crabe pour lequel la composante au GeV semble bien se prolonger de manière continue jusqu'aux énergies atteignant le TeV. Cette indication pourra être confirmée bien entendu avec des données supplémentaires d'observation futures avec H.E.S.S., mais aussi avec des outils permettant un ajustement simultané des données de Fermi et de H.E.S.S. qui sont en cours d'élaboration et de tests.

Mais d'ores et déjà cette indication est renforcée grâce à la mise en évidence d'un signal au spectre assez dur au-delà de 500 GeV (voir chapitre 5), celui-ci ne pouvant être dans le prolongement de la composante en-dessous de 100 GeV. Il s'agit là des données toutes récentes obtenues avec l'ensemble des télescopes H.E.S.S. dans sa phase II. Nous avons montré qu'une indication faible de ce signal, mais compatible avec le niveau du flux mesuré, était également présente dans les données de H.E.S.S.-I. Si cette émission pulsée dans le TeV est confirmée avec de futures observations, il s'agirait d'une première pour le domaine des pulsars γ avec des conséquences importantes sur leur physique et les modèles d'émission.



Comme souligné aux chapitres 1 et 6, ces modèles sont encore largement débattus, et pour beaucoup, reposent sur des hypothèses ad hoc en ce qui concerne la configuration de la magnétosphère (pleine, vide ou résistive) ou les zones d'émission (les différents types de cavités dans la magnétosphère, ou alors le vent du pulsar au-delà du cylindre de lumière), les mécanismes d'accélération et d'émission à l'œuvre.

Certains développements récents dans la théorie des pulsars comme (? , ?) ou (? , ?), semblent favoriser des modèles où l'émission modulée en rayon γ des pulsars observée par *Fermi* est le fruit du rayonnement synchrotron de leptons, à l'extérieur, mais proche, du cylindre de lumière.

Nous avons vu dans le chapitre 6 que l'émission des pics P1 ou P2 du pulsar de Vela, pour des énergies allant du keV à une centaine de GeV, se trouvait bien décrite par le rayonnement d'une unique population de particules via un unique processus, le rayonnement synchrotron. Bien que ce modèle très simple n'ait pas pour prétention de décrire les mécanismes complexes à l'œuvre dans ces objets, il permet de tirer quelques conclusions sous certaines hypothèses. Les énergies des particules à considérer pour rayonner au GeV par un processus synchrotron sont souvent trop importantes pour que celles-ci soient diffusées de manière efficace, via un processus Compton inverse, sur les photons X thermiques. Ceci nous pousse à considérer soit des facteurs de Lorentz importants – qui décalent vers le rouge l'énergie des photons cibles et boostent les photons émis, ceci au prix de s'éloigner du cylindre de lumière – soit un spectre relativement mou pour les populations de particules responsables de l'émission non thermique.

Ces considérations, et l'application d'un modèle simple – comme celui décrit dans le dernier chapitre – sur les spectres résolus en phase multi-longueur d'onde des pulsars jeunes, pourraient permettre de proposer de bons candidats pour une détections aux très hautes énergies.

Notons néanmoins que si l'on s'en tient au cas de Vela étudié ici ou à celui du Crabe, le niveau des flux attendus au TeV semble être extrêmement faible, de l'ordre de quelques milli-Crabe, inaccessible aux télescopes Cerenkov de la génération actuelle s'il ne s'agissait pas d'un signal modulé. Si la détection de cette nouvelle composante au TeV nécessite actuellement plus d'une centaine d'heures pour atteindre une statistique suffisante en photons⁴, celle-ci sera bien plus accessible à la 4ème génération de télescopes Cerenkov avec le projet CTA. Les observations à haute sensibilité avec cet observatoire, dont la construction commence d'ici deux ans, devraient permettre de poser de nouvelles et sévères contraintes sur les lieux et les processus d'émission à haute énergie des pulsars – une deuxième révolution au TeV, après celle au GeV du *Fermi*-LAT.

4. le signal de Vela au-delà de 500 GeV est de 0.5 photons/h !

Annexe A

Cascades de particules et effet Čerenkov

A.1 Développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques

Dans le cas des gerbes de particules engendrées par un photon, celui-ci interagit avec le champ électromagnétique d'un atome présent dans l'atmosphère pour donner une paire électron/positron. Ces derniers vont émettre des photons γ par un processus de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) susceptible de créer à nouveau une paire électron/positron. Ce processus se répète, créant ainsi par cette réaction en chaîne une cascade de particules, jusqu'à ce que l'énergie des photons soit trop faible pour créer de nouvelles paires. Lorsque les photons atteignent cette énergie ($E_{\text{Crit}} \sim 85 \text{ GeV}$), la gerbe atteint son maximum.

Le modèle de Heitler (voir fig A.1) donne une description simplifiée du développement de ces gerbes qui permet de donner des ordres de grandeur pertinents. La longueur de radiation X_0 dans un certain milieu correspond à la quantité caractéristique de la matière traversée pour qu'un électron perde son énergie par rayonnement de Bremsstrahlung. Elle est donnée par la relation :

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g.cm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (\text{A.1})$$

où Z et A sont respectivement le nombre atomique et le nombre de masse des atomes composant le milieu.

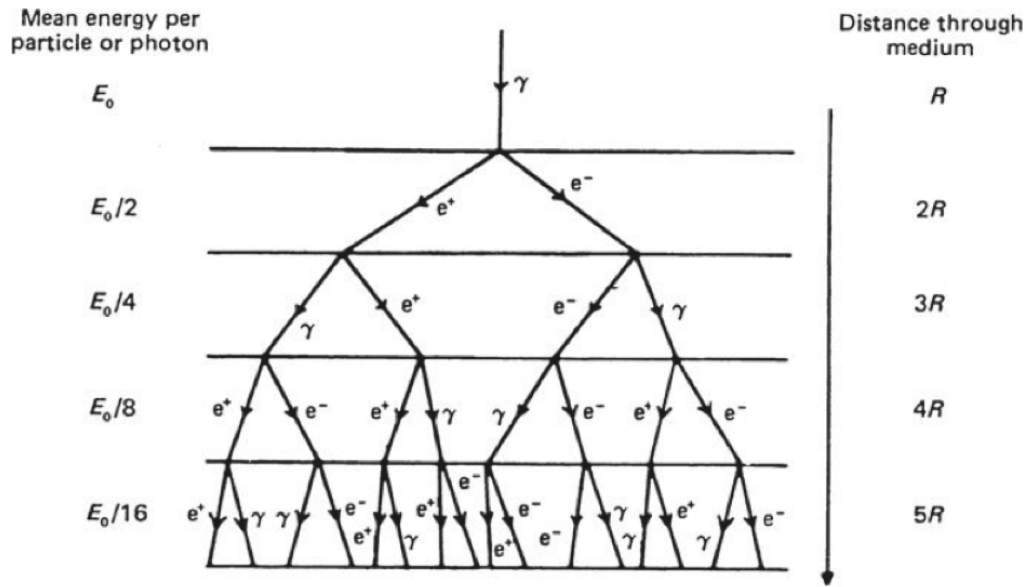


FIGURE A.1: schéma simplifié du développement d'une gerbe électromagnétique. Figure extraite de (?, ?)

L'approximation faite dans ce modèle est de considérer que cette quantité est la même pour un photon interagissant avec la matière pour créer une paire e^+/e^- . Dans ces conditions, pour les électrons et les photons ayant traversé la même profondeur d'atmosphère $X = \int_0^z \rho(\tilde{z})d\tilde{z}$ la perte d'énergie est la même :

$$E(X) = E_0 e^{-\frac{X}{X_0}} \quad (\text{A.2})$$

La profondeur d'atmosphère parcourue pour que les particules perdent la moitié de leur énergie ne varie pas et vaut $R = X_0 \ln 2$. On peut donc déduire la profondeur d'atmosphère à laquelle le maximum de gerbe est atteint en fonction de l'énergie de la particule incidente E_0 :

$$X_{\max} = X_0 \ln \left(\frac{E_0}{E_{\text{crit}}} \right) \quad (\text{A.3})$$

et l'altitude correspondante :

$$z_{\max} = z_0 \ln \left(\frac{\rho_0 z_0}{\ln \left(\frac{E_0}{E_{\text{crit}}} \right)} \right) \quad (\text{A.4})$$

si le profil d'atmosphère est approximé par $\rho(z) = \rho_0 e^{-z/z_0}$ où $z_0 \sim 1.2 \times 10^3 \text{ g.cm}^{-3}$ et $z_0 \sim 8.5 \text{ km}$.

Remarquons que si ce modèle a pour but de décrire les gerbes de particules induites par un photon de haute énergie, les gerbes électromagnétiques peuvent également être induites par un électron. Ce n'est pas le cas des cascades de particules induites par un hadron, on parle alors de gerbe hadronique.

Lorsqu'un proton interagit avec le champ électromagnétique d'un atome de l'atmosphère, il peut créer des pions π^0 et $\pi^{+/-}$. Ces pions ont un moment transverse important qui donne un développement latéral plus important à ce type de gerbes. Les pions $\pi^{+/-}$ se désintègrent en donnant des neutrinos et des muons de haute énergie, ces derniers se désintégrant chacun en un électron et deux neutrinos. Les pions π^0 , eux, se désintègrent en γ . Si les γ et électrons produits par ces réactions ont assez d'énergie, ils peuvent engendrer des sous-gerbes électromagnétiques.

A.2 Effet Čerenkov

Les particules créées dans les cascades décrites ci-dessus dépassent la vitesse de la lumière dans l'atmosphère et provoquent en conséquence un rayonnement Čerenkov. Si la vitesse de la particule v est supérieure à $c/n(\lambda)$, où $n(\lambda)$ est l'indice de réfraction du milieu pour la longueur d'onde λ , le nombre de photons Čerenkov émis durant le passage d'une particule relativiste est donné par la relation :

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c}{n(\lambda)}\right) \quad (\text{A.5})$$

où $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \sim 1/137$ est la constante de structure fine.

Annexe B

Selection des runs pour l'analyse de P2 avec H.E.S.S II mono

Les critères de sélection des runs son donnés dans la section 5.2.1, nous présentons ici un bref résumé des listes sélectionnées.

B.1 Hiver 2013-2014

n° de run	Durée (min)	Temps mort (%)	angle zénithal (°)	taux de trigger (Hz) trigger (CT5)	dispertion du taux de trigger (5 Tel)	dispertion du taux de trigger (CT5)	Pixels cassés	sélection
81854	28.1	4.8	22.1	1880.5	*15.2	15.3	4.7	
82050	23.2	4.1	22.6	1901.4	*14.1	*121.7	3.8	
82051	24.0	2.9	23.6	1665.8	*31.1	*79.2	2.5	
82168	28.0	†50.1	22.2	2099.0	1.1	1.1	3.6	
82171	28.0	†42.8	27.3	1765.5	*16.0	*108.9	4.1	
82172	28.0	0.8	30.6	†463.4	8.8	9.4	2.8	
82258	28.0	4.4	26.7	1959.1	7.1	36.1	4.2	X
82260	6.6	1.0	30.3	†470.0	2.5	8.6	2.4	
82261	28.0	3.5	34.3	1635.1	*19.4	*77.1	5.1	
82262	28.1	†60.0	38.4	1426.2	*39.9	*140.8	†60.7	
82263	28.0	7.5	†44.5	1992.3	3.1	30.0	2.9	
82267	28.0	3.4	†60.5	1613.0	6.4	*59.3	3.4	
82316	28.0	5.4	30.4	2051.4	1.8	35.9	4.6	X
82318	9.7	4.7	34.8	2051.6	1.7	27.4	3.3	X
82319	19.6	4.6	37.8	2019.4	1.9	25.8	3.0	X
82320	28.1	5.0	†42.1	2005.7	1.8	21.8	2.7	
82325	28.0	0.4	†57.3	†193.8	1.8	4.5	1.9	
82395	25.0	4.3	28.9	1996.1	1.3	47.0	4.9	X
82396	10.4	1.5	31.3	†646.5	3.7	5.4	2.2	
82397	5.0	4.3	37.1	1974.3	2.1	32.5	4.0	X
82398	5.0	4.4	38.3	1969.1	1.8	32.1	2.7	X

82408	24.6	3.5	†59.2	1676.5	1.7	18.6	2.7	
82437	28.0	6.8	35.8	2024.6	1.6	32.5	2.6	X
82438	28.0	4.4	39.8	1972.8	1.6	19.5	1.9	X
82729	28.0	4.9	27.8	2182.4	1.5	*262.5	†98.3	
82972	18.0	4.5	26.6	2136.1	1.6	*101.8	2.9	
83015	28.0	4.7	28.0	2192.5	1.6	*211.6	3.3	
83016	28.0	4.7	31.4	2160.1	1.9	34.8	2.7	X
83184	12.5	†14.4	23.0	2157.8	*82.6	-0.0	†91.9	
83187	6.3	4.7	25.5	2158.8	*43.4	38.8	3.2	
83222	10.1	4.6	24.9	2094.1	1.2	48.4	3.9	X
83677	†3.4	4.5	26.4	2026.4	2.0	*58.7	1.7	
83746	5.2	4.4	28.6	2009.1	1.7	40.6	1.9	X
83933	10.7	4.8	27.1	2223.4	1.5	*100.2	3.6	
91721	28.0	3.3	21.8	1576.5	0.8	0.7	2.9	X
91722	24.0	3.4	24.4	1586.1	0.9	0.7	2.5	X
91723	15.2	3.3	26.2	1584.0	0.7	0.7	3.8	X
91724	23.5	3.3	30.4	1588.7	0.8	0.6	†99.5	
91751	28.0	3.2	22.6	1516.9	0.8	0.7	2.4	X
91752	28.0	3.2	23.3	1514.1	0.9	0.7	1.6	X
91753	28.0	3.1	26.6	1488.6	0.6	0.7	1.7	X
91779	28.0	3.2	21.8	1508.2	0.8	0.7	1.5	X
91780	28.0	3.2	24.5	1524.3	0.7	0.6	2.1	X
91781	28.0	3.2	26.9	1515.2	0.9	0.7	1.7	X
91803	28.0	3.2	22.0	1500.8	0.9	0.8	2.0	X
91804	8.1	3.0	21.8	1439.4	0.7	0.7	2.3	X
91847	28.0	3.5	25.3	1647.1	0.8	0.6	2.9	X
91848	28.0	3.5	28.9	1643.9	0.8	0.7	2.5	X
91863	24.4	3.2	21.6	1517.0	*29.5	29.6	2.0	
91865	28.0	3.4	29.9	1625.5	1.0	1.7	3.1	X
91887	28.0	3.4	27.4	1622.2	0.8	0.6	2.2	X
91888	28.0	3.4	24.0	1614.8	0.7	0.6	2.9	X
91889	28.0	3.4	22.9	1602.4	0.7	0.6	2.0	X
91890	28.0	3.4	22.2	1618.3	0.8	0.7	1.6	X
91892	28.0	3.4	24.6	1611.7	0.9	0.6	1.6	X
91893	28.0	3.4	28.9	1611.2	0.7	0.6	1.9	X
91963	21.7	3.3	29.3	1580.2	*13.2	14.2	2.3	
92029	28.0	3.4	28.0	1617.7	6.4	0.5	2.2	X
92054	28.0	3.3	25.5	1561.9	0.8	0.6	1.7	X
92055	28.0	3.3	29.9	1563.1	0.8	0.6	3.0	X
92789	28.0	3.4	-1.0	1577.2	0.0	*55.8	3.4	
92791	28.0	3.3	29.2	1566.5	*39.7	23.9	3.0	
93070	28.0	3.3	21.7	1568.8	0.9	0.6	1.7	X
93305	28.0	3.2	22.9	1528.8	1.0	0.6	1.8	X
93306	28.0	3.2	22.1	1519.7	0.8	0.6	1.6	X
93307	28.0	3.2	-1.0	1524.7	0.5	23.0	2.8	X
93308	28.0	3.2	24.5	1525.6	4.4	20.6	2.4	X
93339	8.4	3.2	23.3	1479.7	4.6	4.5	3.0	†
93340	20.1	2.5	22.4	1358.0	*15.4	15.4	2.8	
93342	17.7	3.1	22.0	1457.3	5.0	5.0	2.8	X
93343	28.0	3.0	23.9	1462.1	8.7	8.2	3.0	X
93344	28.0	3.2	26.0	1511.0	6.1	0.6	2.1	X
93361	28.0	3.2	22.6	1484.3	0.9	0.7	3.4	X
93362	22.9	3.1	22.0	1475.4	0.8	1.7	2.9	X

93363	28.0	3.1	22.6	1461.6	0.9	0.7	2.8	X
93364	28.0	3.0	25.9	1449.8	1.3	1.4	†76.3	
93366	20.0	2.7	28.7	1384.0	*11.1	10.1	2.3	
93414	28.0	3.2	22.5	1532.9	0.8	0.8	3.9	X
93415	28.0	3.2	22.1	1538.3	1.0	0.8	3.0	X
93416	28.0	3.2	22.8	1533.5	0.8	0.7	3.6	X
93417	28.0	3.3	26.3	1545.1	0.8	0.7	2.7	X
93448	28.0	3.2	22.8	1530.8	0.8	0.7	3.1	X
93449	28.0	3.2	24.6	1528.0	0.7	0.6	2.0	X
93450	28.0	3.2	27.9	1528.1	6.2	0.6	2.7	X
93481	28.0	3.1	27.1	1473.5	0.9	0.8	2.9	X
93758	28.0	3.1	22.7	1481.1	0.7	0.5	2.0	X
93830	28.0	3.3	23.6	1560.8	0.8	0.6	2.3	X
93831	28.0	3.3	25.9	1547.4	0.7	0.6	2.1	X
93864	28.0	3.2	24.1	1533.4	1.2	1.8	5.6	X
94053	28.0	3.0	24.2	1445.6	0.9	2.0	1.9	X
94105	28.0	3.1	26.3	1458.6	0.9	0.6	2.2	X

TABLE B.1: Liste des prises de données sur le pulsar de Vela entre le 14 mars 2013 et le 27 avril 2014. Les valeurs ne satisfaisant pas les critères de qualité sont marquées * (acceptables pour la détection mais pas pour une analyse spectrale) et † (justifiant l'exclusion). Les runs sélectionnés sont marqués d'une croix dans la colonne correspondante.

La liste de runs sélectionnés représente un total de 60 runs, correspondant à 25h12'12" de temps d'observations sans la prise en compte du temps mort. L'angle zénithal moyen de ces observation est de 25.9°.

B.2 Hiver 2014-2015

n° de run	Durée (min)	Temps mort (%)	angle zénithal (°)	taux de trigger (Hz) trigger (CT5)	dispertion du taux de trigger (CT5)	Pixels cassés	sélection
101301	1296.17	0.089769	24.6436	207.977	2.39918	179.72	
101328	1605.25	0.088358	26.8706	199.751	2.11379	170.762	
101487	1598.35	0.088762	26.0927	208.404	1.34205	184.079	
101488	1366.28	0.089951	23.1501	210.884	1.31224	127.045	
102218	1680.94	0.090374	25.1321	212.058	3.07944	129.301	
102220	1681.5	0.088935	22.0272	206.75	2.47312	162.536	
102221	1681.62	0.092551	23.3036	214.476	3.36684	139.724	
102295	1691.43	0.08621	22.0604	201.78	3.2024	163.897	
102403	1652.8	0.089081	23.2657	211.546	3.05542	174.643	
102404	1681.51	0.089725	24.6839	207.571	3.10961	146.267	
102405	1031.11	0.086519	27.4105	207.849	2.24632	134.25	
102437	1681.69	0.091113	24.017	211.98	1.56443	105.654	
102438	670.982	0.090532	25.2904	212.815	2.32925	95.0741	

102472	1681.52	0.086673	25.0065	204.01	1.60549	175.795	
102475	1592.8	0.088884	22.064	207.108	1.75068	191.072	
102476	1681.03	0.089935	23.6545	209.716	1.74309	145.822	
102477	1680.92	0.090072	25.7539	208.278	1.7723	149.438	
102478	875.147	0.089986	29.2413	209.959	2.15432	157.929	
102523	1681.53	0.08945	27.381	211.192	2.07952	170.631	
102613	1675.99	0.0748	25.6131	182.518	19.4259	161.29	
103023	1682.62	0.084727	31.0326	201.405	1.71264	117.898	
103024	1219.24	0.08787	27.3378	203.696	2.62477	109.267	
103025	1681.61	0.087872	24.7788	202.72	2.02515	125.936	
103961	1680.84	0.037635	23.6412	1776.17	0.767655	58.0611	X
103963	843.833	0.037539	22.4637	1794.27	0.886415	65.8571	X
103965	1680.83	0.037598	22.0502	1773.17	0.567151	68.7349	X
103986	1680.9	0.042179	26.0219	1962.83	1.42395	2023.78	
103991	1680.89	0.041616	23.2901	1927.18	1.14934	57.2195	
103993	1680.94	0.042107	21.9139	1919.95	0.857561	54.038	
103997	1680.94	0.040565	24.2405	1888.36	0.833474	55.3816	
104021	1375.12	0.040038	31.2369	1863.44	0.641855	2014.51	
104023	1681.03	0.039817	27.4139	1863.28	0.779292	68.6894	
104025	1680.89	0.040777	24.1202	1854.73	0.826585	54.669	
104027	1680.94	0.040279	22.4185	1858.37	0.586284	52.5379	X
104029	1680.93	0.040447	22.0556	1862.86	0.843251	60.9853	X
104031	1581.52	0.039688	23.314	1856.91	6.09549	2015.33	
104033	1680.92	0.040722	26.3182	1862.84	0.613575	55.6934	X
104072	1680.81	0.039583	29.6793	1875.46	1.12058	47.6393	X
104074	1680.94	0.039362	26.4015	1852.92	0.590836	70.5641	
104077	1680.93	0.039255	23.6738	1858.11	0.698134	56.5591	X
104079	1680.97	0.039281	22.1521	1849.02	0.615955	68.9706	
104130	1680.94	0.037993	24.1534	1767.81	0.87323	70.2914	
104132	1680.85	0.037233	22.4898	1753.98	1.04575	70.6138	X
104134	1680.93	0.037656	22.2744	1756.51	0.518869	64.0307	X
104193	602.325	0.024358	23.0126	1464.28	17.3682	61.4667	
104221	1681.51	0.037903	30.7693	1789.75	0.666568	68.0081	X
104223	1681.56	0.037808	26.7907	1784.02	0.646482	66.1515	X
104227	1680.84	0.037476	23.9717	1770.46	0.609528	71.7417	
104229	972.393	0.038434	22.6147	1776.7	0.577386	66.1728	
104293	210.083	0.024796	21.9505	737.396	8.30808	95	
104783	1680.89	0.037372	26.2781	1752.44	0.657458	77.0432	
104784	1680.92	0.037352	23.3296	1754.33	0.704377	68.7319	
104786	1039.83	0.037552	22.2263	1755.83	0.582871	74.8913	X
104841	1680.96	0.037643	23.6528	1716.12	0.818145	420.93	
104843	755.094	0.033383	22.6976	1599.36	6.74802	41.0161	
104854	1680.9	0.037623	27.9977	1776.51	1.48211	52.1119	X
104857	1680.93	0.037784	24.5861	1752.05	0.698357	60.4867	X
104859	1681.56	0.037526	22.7161	1759.43	0.545039	55.2113	X
104861	1681.19	0.036786	22.231	1740.56	0.574543	56.0305	X
104863	1680.84	0.036866	22.7345	1728.48	0.681176	63.0405	X
104865	1680.9	0.036619	25.2829	1728.01	0.655826	61.9375	
104868	1407.31	0.037008	28.2783	1732.49	0.648115	59.9115	X
104881	1108.62	0.077155	28.5004	1807.5	11.5433	1939.1	
104882	1681.47	0.037682	25.4676	1753.98	0.749624	52.5	X
104884	1680.84	0.037037	22.9634	1736.21	0.644849	61.0526	
104886	1114.42	0.030225	21.8715	1578.78	12.6978	50.7679	

104889	52.6952	0.021039	22.71	707.149	0	30.6667	
105050	1680.95	0.039355	26.2442	1842.16	1.00539	2028.44	
105054	100.156	0.744463	22.6743	1870.05	0.270649	45.6667	
105055	1681.5	0.039431	22.2664	1826.18	0.714393	60.593	X
105057	1681.72	0.038318	22.2835	1805.45	0.652322	55.8693	X
105059	1680.86	0.038613	24.4228	1798.6	0.59995	56.5562	
105061	1680.85	0.038444	27.1706	1795.18	0.5538	44.0763	
105635	1681.35	0.091146	24.2583	213.49	3.53276	165.61	
105637	1680.85	0.032033	27.1321	1727.21	24.2777	46.5479	
105668	380.704	0.227206	22.1774	1940.41	19.637	1978.22	
105669	977.451	0.040339	22.1509	1883.06	0.621847	2010.48	
105671	1680.77	0.039734	24.1328	1867.25	0.566271	61.9371	X
105673	1680.84	0.03973	26.6316	1852.15	0.577352	43.0775	X
105745	1680.83	0.039743	22.1225	1872.42	0.740027	62.4383	
105746	1680.84	0.039034	23.2457	1845.47	0.528699	54.7394	X
105748	1680.84	0.03922	25.9842	1840.05	0.817038	66.8971	X
105794	1680.82	0.039604	22.1396	1849.6	1.02572	49.4962	X
105796	615.341	0.028524	23.5958	1537.11	17.7102	57.8913	
105798	1680.77	0.038708	25.1137	1802.68	0.571806	50.6642	X
105800	1680.79	0.038652	28.4304	1819.83	0.607269	41.1081	X
105836	529.987	0.040006	22.2006	1815.53	0.405992	71.2093	X
105837	1680.78	0.03737	22.5735	1763.83	0.5659	69.5248	X
105839	1680.81	0.037827	25.051	1765.88	0.66053	58.4526	X
105841	1680.79	0.037693	27.9238	1759.48	0.542409	47.28	X
105889	1680.86	0.037776	22.1531	1772.13	0.750212	46.7338	X
105890	1680.89	0.037884	24.226	1774.36	0.801186	69.129	X
105892	1680.81	0.0399	26.8111	1761.66	0.709193	59.4537	X
105947	1680.86	0.039519	22.5114	1835	1.03509	38.4303	X
105948	1680.83	0.043891	24.2159	1821.59	0.696399	49.3813	X
106148	1680.83	0.038739	24.1827	1820.42	0.664383	95.0197	X
106157	1680.82	0.03861	27.4943	1814.03	1.16487	72.2028	X
106656	1680.85	0.098048	28.3439	215.827	1.78121	166.05	

TABLE B.2: Liste des prises de données sur le pulsar de Vela entre le 24 novembre 2014 et le 20 avril 2015. Les runs sélectionnés sont marqués d'une croix dans la colonne correspondante.

Bibliographie

- Abdo, A. A. (2010, avril). The Vela Pulsar : Results from the First Year of Fermi LAT Observations. *The Astrophysical Journal*, 713(1), 154–165. Consulté le 2015-08-21, sur <http://arxiv.org/abs/1002.4050> (arXiv : 1002.4050) doi: 10.1088/0004-637X/713/1/154
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Anderson, B., Atwood, W. B., Axelsson, M., ... Fermi LAT Collaboration (2009, août). Detection of 16 Gamma-Ray Pulsars Through Blind Frequency Searches Using the Fermi LAT. *Science*, 325, 840. Consulté le 2015-07-08, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009Sci...325..840A> doi: 10.1126/science.1175558
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., ... Ziegler, M. (2010, avril). The First Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 187, 460–494. Consulté le 2015-07-08, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJS..187..460A> doi: 10.1088/0067-0049/187/2/460
- Abdo, A. A., Ajello, M., Antolini, E., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., ... Ziegler, M. (2010, septembre). Fermi Large Area Telescope Observations of Gamma-ray Pulsars PSR J1057-5226, J1709-4429, and J1952+3252. *The Astrophysical Journal*, 720, 26–40. Consulté le 2015-10-23, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010ApJ...720...26A> doi: 10.1088/0004-637X/720/1/26
- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., Balenderan, S., ... Zechlin, H.-S. (2012, décembre). Probing the extent of the non-thermal emission from the Vela X region at TeV energies with H.E.S.S. *Astronomy and Astrophysics*, 548, A38. Consulté le 2015-11-04, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012A%26A...548A..38A> doi: 10.1051/0004-6361/201219919
- Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., Allafort, A., Atwood, W. B., Axelsson, M., ... Zimmer, S. (2012, novembre). The Fermi Large Area Telescope on Orbit : Event Classification, Instrument Response Functions, and Calibration. *The Astrophysical*

- Journal Supplement Series*, 203, 4. Consulté le 2015-07-07, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012ApJS...203...4A> doi: 10.1088/0067-0049/203/1/4
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., ... Ward, M. (2006, mars). First detection of a VHE gamma-ray spectral maximum from a cosmic source : HESS discovery of the Vela X nebula. *Astronomy and Astrophysics*, 448, L43–L47. Consulté le 2015-10-29, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006A%26A...448L..43A> doi: 10.1051/0004-6361:200600014
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., Berge, D., ... Ward, M. (2007, mai). Search for pulsed VHE gamma-ray emission from young pulsars with HESS. *Astronomy and Astrophysics*, 466, 543–554. Consulté le 2015-06-24, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007A%26A...466...543A> doi: 10.1051/0004-6361:20066737
- Aharonian, F. A., Bogovalov, S. V., & Khangulyan, D. (2012, février). Abrupt acceleration of a ‘cold’ ultrarelativistic wind from the Crab pulsar. *Nature*, 482, 507–509. Consulté le 2015-10-16, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012Natur.482..507A> doi: 10.1038/nature10793
- Aharonian, F. A., Kelner, S. R., & Prosekin, A. Y. (2010, août). Angular, spectral, and time distributions of highest energy protons and associated secondary gamma rays and neutrinos propagating through extragalactic magnetic and radiation fields. *Physical Review D*, 82, 043002. Consulté le 2015-08-13, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2010PhRvD...82d3002A> doi: 10.1103/PhysRevD.82.043002
- Albats, P., Frye, G. M., & Zych, A. D. (1972, novembre). Detection of 10-100 MeV gamma-Rays from the Crab Nebula Pulsar NP 0532. *Nature*, 240, 221–224. Consulté le 2015-10-21, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1972Natur.240..221A> doi: 10.1038/240221a0
- Aleksić, J., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., Antoranz, P., Babic, A., Bangale, P., ... Zanin, R. (2014, mai). Detection of bridge emission above 50 GeV from the Crab pulsar with the MAGIC telescopes. *Astronomy and Astrophysics*, 565, L12. Consulté le 2015-10-23, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014A%26A...565L..12A> doi: 10.1051/0004-6361/201423664
- Arka, I., & Dubus, G. (2013, février). Pulsed high-energy gamma-rays from thermal populations in the current sheets of pulsar winds. *Astronomy and Astrophysics*, 550, A101. Consulté le 2015-07-30, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013A%26A...550A.101A> doi: 10.1051/0004-6361/201220110
- Baade, W., & Zwicky, F. (1934, juillet). Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays. *Physical Review*, 46, 76–77. Consulté le 2015-06-24, sur <http://adsabs.harvard>

- [.edu/abs/1934PhRv...46...76B](#) doi: 10.1103/PhysRev.46.76.2
- Becherini, Y., Djannati-Ataï, A., Marandon, V., Punch, M., & Pita, S. (2011, juillet). A new analysis strategy for detection of faint gamma-ray sources with Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes. *Astroparticle Physics*, *34*, 858–870. Consulté le 2015-05-15, sur <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00730208> doi: 10.1016/J.ASTROPARTPHYS.2011.03.005
- Berge, D., Funk, S., & Hinton, J. (2007, mai). Background modelling in very-high-energy gamma-ray astronomy. *Astronomy and Astrophysics*, *466*, 1219–1229. Consulté le 2015-10-26, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007A%26A...466.1219B> doi: 10.1051/0004-6361:20066674
- Bignami, G. F., Caraveo, P. A., & Mereghetti, S. (1992, novembre). Geminga. *International Astronomical Union Circular*, *5651*, 2. Consulté le 2015-10-16, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1992IAUC.5651....2B>
- Blondin, J. M., Chevalier, R. A., & Frierson, D. M. (2001, décembre). Pulsar Wind Nebulae in Evolved Supernova Remnants. *The Astrophysical Journal*, *563*, 806–815. Consulté le 2015-09-08, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2001ApJ...563..806B> doi: 10.1086/324042
- Bochenek, C., & McCann, A. (2015, juillet). On the Spectral Shape of Gamma-ray Pulsars Above the Break Energy. *ArXiv e-prints*, *1507*, 3136. Consulté le 2015-09-30, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015arXiv150703136B>
- Bogovalov, S. V. (1999, septembre). On the physics of cold MHD winds from oblique rotators. *Astronomy and Astrophysics*, *349*, 1017–1026. Consulté le 2015-07-24, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999A%26A...349.1017B>
- Bolmont, J., Corona, P., Gauron, P., Ghislain, P., Goffin, C., Riveros, L. G., ... Vasileiadis, G. (2013, octobre). The camera of the fifth H.E.S.S. telescope. Part I : System description. *arXiv :1310.5877 [astro-ph, physics :physics]*. Consulté le 2015-05-06, sur <http://arxiv.org/abs/1310.5877> (arXiv : 1310.5877)
- Buccheri, R., Bennett, K., Bignami, G. F., Bloemen, J. B. G. M., Boriakoff, V., Caraveo, P. A., ... Strong, A. W. (1983, novembre). Search for pulsed gamma-ray emission from radio pulsars in the COS-B data. *Astronomy and Astrophysics*, *128*, 245–251. Consulté le 2015-07-09, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1983A%26A...128..245B>
- Caraveo, P. A., Luca, A. D., Mignani, R. P., & Bignami, G. F. (2001). The Distance to the Vela Pulsar Gauged with Hubble Space Telescope Parallax Observations. *The Astrophysical Journal*, *561*(2), 930. Consulté le 2015-10-29, sur <http://stacks.iop.org/0004-637X/561/i=2/a=930> doi: 10.1086/323377
- Celik, O., & Johnson, T. J. (2011, août). On the Phase-Averaged Spectrum of Pulsars

- and Shape of Their Cutoffs. In (Vol. 1357, pp. 225–228). Consulté le 2015-09-30, sur <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2011AIPC.1357..225C> doi: 10.1063/1.3615122
- Cerutti, B., Philippov, A. A., & Spitkovsky, A. (2015, novembre). Modeling high-energy pulsar lightcurves from first principles. *ArXiv e-prints*, 1511, 1785. Consulté le 2015-11-13, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015arXiv151101785C>
- Cheng, K. S., Ho, C., & Ruderman, M. (1986, janvier). Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. I - Outer magnetosphere gaps. II - VELA and Crab. *The Astrophysical Journal*, 300, 500–539. Consulté le 2015-06-16, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1986ApJ...300..500C> doi: 10.1086/163829
- Cheng, K. S., & Zhang, J. L. (1996, mai). General Radiation Formulae for a Relativistic Charged Particle Moving in Curved Magnetic Field Lines : The Synchrocurvature Radiation Mechanism. *The Astrophysical Journal*, 463, 271. Consulté le 2015-03-18, sur <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1996ApJ...463..271C> doi: 10.1086/177239
- Contopoulos, I., Kazanas, D., & Fendt, C. (1999, janvier). The Axisymmetric Pulsar Magnetosphere. *The Astrophysical Journal*, 511, 351–358. Consulté le 2015-07-22, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJ...511..351C> doi: 10.1086/306652
- de Jager, O. C., & Djannati-Ataï, A. (2009). Implications of H.E.S.S. observations of pulsar wind nebulae. *arXiv :0803.0116 [astro-ph]*, 357, 451–479. Consulté le 2015-09-08, sur <http://arxiv.org/abs/0803.0116> (arXiv : 0803.0116) doi: 10.1007/978-3-540-76965-1_17
- de Jager, O. C., Raubenheimer, B. C., & Swanepoel, J. W. H. (1989, août). A powerful test for weak periodic signals with unknown light curve shape in sparse data. *Astronomy and Astrophysics*, 221, 180–190. Consulté le 2015-06-23, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1989A%26A...221..180D>
- de Naurois, M., & Rolland, L. (2009, décembre). A high performance likelihood reconstruction of gamma-rays for imaging atmospheric Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, 32, 231–252. Consulté le 2015-10-12, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009APh....32..231D> doi: 10.1016/j.astropartphys.2009.09.001
- Deutsch, A. J. (1955, janvier). The electromagnetic field of an idealized star in rigid rotation in vacuo. *Annales d'Astrophysique*, 18, 1. Consulté le 2015-06-24, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1955AnAp...18....1D>
- Durant, M., Kargaltsev, O., Pavlov, G. G., Kropotina, J., & Levenfish, K. (2013, février). The Helical Jet of the Vela Pulsar. *The Astrophysical Journal*, 763, 72. Consulté le 2015-07-15, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013ApJ...763...72D> doi:

- 10.1088/0004-637X/763/2/72
- Fermi, E. (1949, avril). On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75, 1169–1174. Consulté le 2015-08-10, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1949PhRv...75.1169F> doi: 10.1103/PhysRev.75.1169
- Fermi, E. (1954, janvier). Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation. *The Astrophysical Journal*, 119, 1. Consulté le 2015-08-10, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1954ApJ...119....1F> doi: 10.1086/145789
- Fermi Collaboration, T. F.-L. (2013a, décembre). The First Fermi-LAT Catalog of Sources Above 10 GeV. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 209(2), 34. Consulté le 2015-07-08, sur <http://arxiv.org/abs/1306.6772> (arXiv : 1306.6772) doi: 10.1088/0067-0049/209/2/34
- Fermi Collaboration, T. F.-L. (2013b, octobre). The Second Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 208(2), 17. Consulté le 2015-07-08, sur <http://arxiv.org/abs/1305.4385> (arXiv : 1305.4385) doi: 10.1088/0067-0049/208/2/17
- Fermi Collaboration, T. F.-L. (2015, janvier). Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog. *arXiv :1501.02003 [astro-ph]*. Consulté le 2015-07-08, sur <http://arxiv.org/abs/1501.02003> (arXiv : 1501.02003)
- Franzen, A., Gillessen, S., Hermann, G., Hinton, J., & H.E.S.S. Collaboration. (2003, juillet). Optical Observations of the Crab Pulsar Using the First H.E.S.S. Cherenkov Telescope. *International Cosmic Ray Conference*, 5, 2987. Consulté le 2015-10-12, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2003ICRC...5.2987F>
- Funk, S., Hermann, G., Hinton, J., Berge, D., Bernlöhr, K., Hofmann, W., ... Vincent, P. (2004, novembre). The trigger system of the H.E.S.S. telescope array. *Astroparticle Physics*, 22, 285–296. Consulté le 2015-10-12, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004APh...22..285F> doi: 10.1016/j.astropartphys.2004.08.001
- Gold, T. (1968, mai). Rotating Neutron Stars as the Origin of the Pulsating Radio Sources. *Nature*, 218, 731–732. Consulté le 2015-07-09, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1968Natur.218..731G> doi: 10.1038/218731a0
- Goldreich, P., & Julian, W. H. (1969, août). Pulsar Electrodynamics. *The Astrophysical Journal*, 157, 869. Consulté le 2015-06-09, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1969ApJ...157..869G> doi: 10.1086/150119
- Gotthelf, E. V., Halpern, J. P., & Dodson, R. (2002, avril). Discovery of Pulsed X-ray Emission from PSR B1706-44. In (p. 17029). Consulté le 2015-10-23, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002APS..APRN17029G>
- Grondin, M.-H., Romani, R. W., Lemoine-Goumard, M., Guillemot, L., Harding, A. K., & Reposeur, T. (2013, septembre). The Vela-X Pulsar Wind Nebula Revisited

- with Four Years of Fermi Large Area Telescope Observations. *The Astrophysical Journal*, 774, 110. Consulté le 2015-09-08, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013ApJ...774..110G> doi: 10.1088/0004-637X/774/2/110
- Guillemot, L. (2009). *Détections de pulsars milliseconde avec le FERMI Large Area Telescope*. Bordeaux 1. Consulté le 2016-02-22, sur <http://www.theses.fr/2009BOR13841>
- Guillemot, L. (2011, septembre). Fermi plug-in for TEMPO2 documentation.
- Halpern, J. P., & Holt, S. S. (1992, mai). Discovery of soft X-ray pulsations from the gamma-ray source Geminga. *Nature*, 357, 222–224. Consulté le 2015-10-16, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1992Natur.357..222H> doi: 10.1038/357222a0
- Harding, A. (2011). *Gamma-Ray Pulsar Theory and modeling*.
- Harding, A. K. (2007, juillet). Pulsar Physics and GLAST. In (Vol. 921, pp. 49–53). eprint : arXiv :0706.1542. Consulté le 2015-06-19, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007AIPC...921...49H> doi: 10.1063/1.2757265
- Harding, A. K., & Kalapotharakos, C. (2015, septembre). Synchrotron Self-Compton Emission from the Crab and Other Pulsars. *The Astrophysical Journal*, 811, 63. Consulté le 2015-11-05, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJ...811...63H> doi: 10.1088/0004-637X/811/1/63
- Harding, A. K., Strickman, M. S., Gwinn, C., Dodson, R., Moffet, D., & McCulloch, P. (2002, septembre). The Multicomponent Nature of the Vela Pulsar Nonthermal X-Ray Spectrum. *The Astrophysical Journal*, 576, 376–380. Consulté le 2015-10-29, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002ApJ...576..376H> doi: 10.1086/341732
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., ... Giacani, E. (2011, avril). Detection of very-high-energy gamma-ray emission from the vicinity of PSR B1706-44 and G 343.1-2.3 with H.E.S.S. *Astronomy and Astrophysics*, 528, A143. Consulté le 2015-10-27, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011A%26A...528A.143H> doi: 10.1051/0004-6361/201015381
- Hester, J. J., Scowen, P. A., Sankrit, R., Burrows, C. J., Gallagher, J. S., III, Holtzman, J. A., ... Westphal, J. A. (1995, juillet). WFPC2 Studies of the Crab Nebula. I. HST and ROSAT Imaging of the Synchrotron Nebula. *The Astrophysical Journal*, 448, 240. Consulté le 2015-08-03, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1995ApJ...448..240H> doi: 10.1086/175956
- Hillas, A. M. (1985, août). Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma. *International Cosmic Ray Conference*, 3, 445–448. Consulté le 2015-10-26, sur

<http://adsabs.harvard.edu/abs/1985ICRC....3..445H>

- Hirotani, K., Harding, A. K., & Shibata, S. (2003, juillet). Electrodynamics of an Outer Gap Accelerator : Formation of a Soft Power-Law Spectrum between 100 MeV and 3 GeV. *The Astrophysical Journal*, 591, 334–353. Consulté le 2015-10-26, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2003ApJ...591..334H> doi: 10.1086/375214
- Hobbs, G., Edwards, R., & Manchester, R. (2006, décembre). TEMPO2 : a New Pulsar Timing Package. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement*, 6, 189–192. Consulté le 2015-07-02, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006ChJAS...6b.189H>
- Holloway, N. J. (1973, novembre). P-N Junctions in Pulsar Magnetospheres? *Nature Physical Science*, 246, 6–9. Consulté le 2015-06-16, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1973NPhS..246....6H> doi: 10.1038/physci246006a0
- Johnston, S., Lyne, A. G., Manchester, R. N., Kniffen, D. A., D’Amico, N., Lim, J., & Ashworth, M. (1992, avril). A high-frequency survey of the southern Galactic plane for pulsars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 255, 401–411. Consulté le 2015-10-23, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1992MNRAS..255..401J>
- Johnston, S., van Straten, W., Kramer, M., & Bailes, M. (2001, mars). High Time Resolution Observations of the Vela Pulsar. *The Astrophysical Journal Letters*, 549, L101–L104. Consulté le 2015-07-20, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2001ApJ...549L.101J> doi: 10.1086/319154
- Jouvin, L. (2015, août). Statistical biases of spectral analysis with the ON-OFF likelihood statistic.. Consulté le 2015-08-20, sur <https://indico.cern.ch/event/344485/session/142/contribution/1183>
- Joy Division. (1979, avril). *UNKNOWN PLEASURES*. Rhino Records.
- Kalapotharakos, C., Harding, A. K., & Kazanas, D. (2013, octobre). Gamma-Ray Emission in Dissipative Pulsar Magnetospheres : From Theory to Fermi Observations. *arXiv :1310.3545 [astro-ph, physics :hep-ph]*. Consulté le 2015-02-25, sur <http://arxiv.org/abs/1310.3545> (arXiv : 1310.3545)
- Kelner, S. R., Prosekin, A. Y., & Aharonian, F. A. (2015, janvier). Synchro-curvature radiation of charged particles in the strong curved magnetic fields. *The Astronomical Journal*, 149(1), 33. Consulté le 2015-03-06, sur <http://arxiv.org/abs/1501.04994> (arXiv : 1501.04994) doi: 10.1088/0004-6256/149/1/33
- Kerr, M., & Fermi-LAT Collaboration. (2013, mars). Pulsars in gamma rays : What Fermi is teaching us. In (Vol. 291, pp. 307–312). eprint : arXiv :1211.3726. Consulté le 2015-09-30, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2013IAUS..291..307K> doi: 10.1017/S1743921312023940

- Khangulyan, D., Aharonian, F. A., & Kelner, S. R. (2014, mars). Simple analytical approximations for treatment of inverse Compton scattering of relativistic electrons in the black-body radiation field. *The Astrophysical Journal*, 783(2), 100. Consulté le 2015-08-12, sur <http://arxiv.org/abs/1310.7971> (arXiv : 1310.7971) doi: 10.1088/0004-637X/783/2/100
- Kirk, J. G., Lyubarsky, Y., & Petri, J. (2009). The Theory of Pulsar Winds and Nebulae. In (Vol. 357, p. 421). eprint : arXiv :astro-ph/0703116. Consulté le 2015-07-27, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009ASSL..357..421K> doi: 10.1007/978-3-540-76965-1_16
- Komissarov, S. S., & Lyubarsky, Y. E. (2003, octobre). The origin of peculiar jet-torus structure in the Crab nebula. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344, L93–L96. Consulté le 2015-09-16, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2003MNRAS.344L..93K> doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.07097.x
- Krause-Polstorff, J., & Michel, F. C. (1985, mars). Pulsar space charging. *Astronomy and Astrophysics*, 144, 72–80. Consulté le 2015-06-24, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1985A%26A...144...72K>
- Krishnamohan, S., & Downs, G. S. (1983, février). Intensity dependence of the pulse profile and polarization of the VELA pulsar. *The Astrophysical Journal*, 265, 372–388. Consulté le 2015-07-20, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1983ApJ...265..372K> doi: 10.1086/160682
- Large, M. I., Vaughan, A. E., & Mills, B. Y. (1968, octobre). A Pulsar Supernova Association? *Nature*, 220, 340–341. Consulté le 2015-07-20, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1968Natur.220..340L> doi: 10.1038/220340a0
- Le Bohec, S., Degrange, B., Punch, M., Barrau, A., Bazer-Bachi, R., Cabot, H., ... Vrana, J. (1998, octobre). A new analysis method for very high definition imaging atmospheric Cherenkov telescopes as applied to the CAT telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416, 425–437. Consulté le 2015-10-12, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998NIMPA.416..425L> doi: 10.1016/S0168-9002(98)00750-5
- Lefaucheur, J. (2015). *Etude de noyaux actifs de galaxies avec Hess et Hess2* (Thèse de doctorat). Université Paris Diderot - Paris 7, France.
- Lemière, A. (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.* (Thèse de doctorat). Université Paris Diderot - Paris 7, France.
- Lemoine-Goumard, M. (2006). *Stereo-scopy of gamma-ray air showers with the H.E.S.S. telescopes : first images of the supernova remnants at TeV* (Thèse de doctorat). Consulté le 2015-10-09, sur <http://inis.iaea.org/Search/search.aspx?orig>

- [_q=RN:38105282](#)
- Lemoine-Goumard, M., Degrange, B., & Tluczykont, M. (2006, avril). Selection and 3d-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with a stereoscopic system of atmospheric Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, *25*, 195–211. Consulté le 2015-10-12, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006APh...25..195L> doi: 10.1016/j.astropartphys.2006.01.005
- Leung, G. C. K., Takata, J., Ng, C. W., Kong, A. K. H., Tam, P. H. T., Hui, C. Y., & Cheng, K. S. (2014, décembre). Fermi LAT Detection of Pulsed Gamma-Rays above 50 GeV from the Vela Pulsar. *The Astrophysical Journal Letters*, *797*, L13. Consulté le 2015-08-31, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014ApJ...797L..13L> doi: 10.1088/2041-8205/797/2/L13
- Li, & Ma, Y.-Q. (1983, septembre). Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *The Astrophysical Journal*, *272*, 317–324. Consulté le 2015-07-29, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1983ApJ...272..317L> doi: 10.1086/161295
- Li, J., Spitkovsky, A., & Tchekhovskoy, A. (2012, février). Resistive Solutions for Pulsar Magnetospheres. *The Astrophysical Journal*, *746*(1), 60. Consulté le 2015-06-09, sur <http://arxiv.org/abs/1107.0979> (arXiv : 1107.0979) doi: 10.1088/0004-637X/746/1/60
- Longair, M. S. (2011). *High Energy Astrophysics*. Consulté le 2015-08-06, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011hea..book.....L>
- Lorenzi, M. (2010). *Vela Supernova Remnant*. Consulté le 2015-07-15, sur http://www.astrosurf.com/lorenzi/ccd/vela_HaOIIIIRGB.htm
- Lyne, A. G., Graham-Smith, F., & Graham-Smith, S. F. (2006). *Pulsar Astronomy*. Cambridge University Press.
- Lyne, A. G., Pritchard, R. S., Graham-Smith, F., & Camilo, F. (1996, juin). Very low braking index for the Vela pulsar. *Nature*, *381*(6582), 497–498. Consulté le 2015-06-09, sur <http://www.nature.com/nature/journal/v381/n6582/abs/381497a0.html> doi: 10.1038/381497a0
- Lyubarsky, Y., & Kirk, J. G. (2001, janvier). Reconnection in a Striped Pulsar Wind. *The Astrophysical Journal*, *547*, 437–448. Consulté le 2015-06-19, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2001ApJ...547..437L> doi: 10.1086/318354
- Lyutikov, M. (2012, décembre). IC model of pulsar high energy emission. In (Vol. 1505, pp. 313–316). eprint : arXiv :1209.2282. Consulté le 2015-09-30, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2012AIPC.1505..313L> doi: 10.1063/1.4772260
- Manzali, A., Luca, A. D., & Caraveo, P. A. (2007, novembre). Phase-resolved Spectroscopy of the Vela Pulsar with XMM-Newton. *The Astrophysical Journal*, *669*(1), 570. Consulté le 2015-02-26, sur <http://iopscience.iop.org/0004-637X/669/>

- 1/570 doi: 10.1086/521387
- Melia, F. (2009). *High-Energy Astrophysics*. Princeton : Princeton University Press.
- Mestel, L., Panagi, P., & Shibata, S. (1999, octobre). Model pulsar magnetospheres : the perpendicular rotator. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 309, 388–394. Consulté le 2015-07-22, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999MNRAS.309..388M> doi: 10.1046/j.1365-8711.1999.02827.x
- Michel, F. C. (1971, mai). Coherent Neutral Sheet Radiation from Pulsars. *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 3, 80. Consulté le 2015-06-19, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1971CoASP...3...80M>
- Michel, F. C. (1973a, février). Rotating Magnetosphere : a Simple Relativistic Model. *The Astrophysical Journal*, 180, 207–226. Consulté le 2015-07-22, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1973ApJ...180..207M> doi: 10.1086/151956
- Michel, F. C. (1973b, mars). Rotating Magnetospheres : an Exact 3-D Solution. *The Astrophysical Journal Letters*, 180, L133. Consulté le 2015-06-09, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1973ApJ...180L.133M> doi: 10.1086/181169
- Michel, F. C., & Tucker, W. H. (1969, juillet). Pulsar Emission Mechanism. *Nature*, 223, 277–279. Consulté le 2015-11-11, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1969Natur.223..277M> doi: 10.1038/223277a0
- Milne, D. K. (1968, avril). Radio emission from the supernova remnant Vela-X. *Australian Journal of Physics*, 21, 201. Consulté le 2015-08-19, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1968AuJPh..21..201M>
- Mochol, I., & Petri, J. (2015, janvier). Very high energy emission as a probe of relativistic magnetic reconnection in pulsar winds. *arXiv :1501.07123 [astro-ph]*. Consulté le 2015-02-20, sur <http://arxiv.org/abs/1501.07123> (arXiv : 1501.07123)
- Nicastro, L., Johnston, S., & Koribalski, B. (1996, février). Evidence against the association of PSR B1706-44 with SNR G343.1-2.3. *Astronomy and Astrophysics*, 306, L49. Consulté le 2015-10-23, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1996A%26A...306L..49N>
- Oppenheimer, J. R., & Volkoff, G. M. (1939, février). On Massive Neutron Cores. *Physical Review*, 55(4), 374–381. Consulté le 2015-06-11, sur <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.55.374> doi: 10.1103/PhysRev.55.374
- Palfreyman, J. L., Hotan, A. W., Dickey, J. M., Young, T. G., & Hotan, C. E. (2011, juillet). Consecutive Bright Pulses in the Vela Pulsar. *The Astrophysical Journal*, 735(1), L17. Consulté le 2015-07-20, sur <http://arxiv.org/abs/1106.4625> (arXiv : 1106.4625) doi: 10.1088/2041-8205/735/1/L17
- Pétri, J. (2011, avril). A unified polar cap/stripped wind model for pulsed radio and

- gamma-ray emission in pulsars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 412, 1870–1880. Consulté le 2015-07-28, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011MNRAS.412.1870P> doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.18023.x
- Pétri, J. (2014). Phase-resolved polarization properties of the pulsar striped wind synchrotron emission. In (Vol. 40, p. 2510). Consulté le 2015-10-26, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2014cosp...40E2510P>
- Rishbeth, H. (1958, décembre). Radio Emission from the Vela-Puppis Region. *Australian Journal of Physics*, 11, 550. Consulté le 2015-10-29, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1958AuJPh..11..550R> doi: 10.1071/PH580550
- Romani, R. W., Ng, C.-Y., Dodson, R., & Brisken, W. (2005, septembre). The Complex Wind Torus and Jets of PSR B1706-44. *The Astrophysical Journal*, 631, 480–487. Consulté le 2015-10-23, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...631.480R> doi: 10.1086/432527
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. (1985). Synchrotron Radiation. In *Radiative Processes in Astrophysics* (pp. 167–194). Wiley-VCH Verlag GmbH. Consulté le 2015-10-05, sur <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/9783527618170.ch6/summary>
- Scharlemann, E. T., & Wagoner, R. V. (1973, juin). Aligned Rotating Magnetospheres. General Analysis. *The Astrophysical Journal*, 182, 951–960. Consulté le 2015-07-22, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1973ApJ...182..951S> doi: 10.1086/152195
- Sironi, L., & Spitkovsky, A. (2014, janvier). Relativistic Reconnection : an Efficient Source of Non-Thermal Particles. *arXiv :1401.5471 [astro-ph, physics :physics]*. Consulté le 2015-02-25, sur <http://arxiv.org/abs/1401.5471> (arXiv : 1401.5471)
- Skjaeraasen, O., Kirk, J. G., & Gallant, Y. A. (2002). Pulsed Emission from Striped Pulsar Winds. In (Vol. 271, p. 87). Consulté le 2015-07-22, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002ASPC..271...87S>
- Spitkovsky, A. (2006, septembre). Time-dependent Force-free Pulsar Magnetospheres : Axisymmetric and Oblique Rotators. *The Astrophysical Journal Letters*, 648, L51–L54. Consulté le 2015-06-24, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006ApJ...648L..51S> doi: 10.1086/507518
- Sturmer, S. J., Skibo, J. G., Dermer, C. D., & Mattox, J. R. (1997, décembre). Temporal Evolution of Nonthermal Spectra from Supernova Remnants. *The Astrophysical Journal*, 490, 619–632. Consulté le 2015-07-30, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1997ApJ...490..619S>
- Swanenburg, B. N., Bennett, K., Bignami, G. F., Buccheri, R., Caraveo, P., Hermsen, W.,

- ... Wills, R. D. (1981, janvier). Second COS B catalog of high-energy gamma-ray sources. *The Astrophysical Journal Letters*, *243*, L69–L73. Consulté le 2015-10-23, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1981ApJ...243L..69S> doi: 10.1086/183445
- Takata, J., Shibata, S., Hirotani, K., & Chang, H.-K. (2006, mars). A two-dimensional electrodynamical outer gap model for gamma-ray pulsars : gamma-ray spectrum. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *366*, 1310–1328. Consulté le 2015-10-26, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006MNRAS.366.1310T> doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.09904.x
- Thompson, D. J., Bailes, M., Bertsch, D. L., Esposito, J. A., Fichtel, C. E., Harding, A. K., ... Ruderman, M. (1996, juillet). EGRET Observations of High-Energy Gamma Radiation from PSR B1706-44. *The Astrophysical Journal*, *465*, 385. Consulté le 2015-10-23, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1996ApJ...465..385T> doi: 10.1086/177427
- Tolman, R. C. (1939, février). Static Solutions of Einstein's Field Equations for Spheres of Fluid. *Physical Review*, *55*, 364–373. Consulté le 2015-06-11, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1939PhRv...55..364T> doi: 10.1103/PhysRev.55.364
- Truelove, J. K., & McKee, C. F. (1999, février). Evolution of Nonradiative Supernova Remnants. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, *120*, 299–326. Consulté le 2015-07-30, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJS...120..299T> doi: 10.1086/313176
- VERITAS Collaboration, Aliu, E., Arlen, T., Aune, T., Beilicke, M., Benbow, W., ... Zitzer, B. (2011, octobre). Detection of Pulsed Gamma Rays Above 100 GeV from the Crab Pulsar. *Science*, *334*, 69. Consulté le 2015-07-08, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/2011Sci...334...69V> doi: 10.1126/science.1208192
- Viganò, D., Torres, D. F., Hirotani, K., & Pessah, M. E. (2014, décembre). Compact formulae, dynamics and radiation of charged particles under synchro-curvature losses. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, *447*(2), 1164–1172. Consulté le 2015-03-06, sur <http://arxiv.org/abs/1411.5836> (arXiv : 1411.5836) doi: 10.1093/mnras/stu2456
- Wallace, P. T., Peterson, B. A., Murdin, P. G., Danziger, I. J., Manchester, R. N., Lyne, A. G., ... Wellgate, G. W. (1977, avril). Detection of optical pulses from the VELA pulsar. *Nature*, *266*, 692–694. Consulté le 2015-07-20, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1977Natur.266..692W> doi: 10.1038/266692a0
- Yadigaroglu, I.-A. G. (1997). Theory and Modeling of Gamma-Ray Pulsars. *Ph.D. Thesis*, 1. Consulté le 2015-06-18, sur <http://adsabs.harvard.edu/abs/1997PhDT.....1Y>

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT

Résumé

Paris Diderot

ED 560 : Sciences de la Terre et de l'Environnement
et Physique de l'Univers, Paris

**Une quête de l'émission du pulsar de Vela aux très hautes énergies :
observation, détection et étude, du GeV au TeV avec le satellite Fermi et
les télescopes à imagerie Čerenkov H.E.S.S.**

par Thomas TAVERNIER

La thèse présentée dans ce manuscrit est consacrée à l'étude des pulsars brillants en rayons γ , aux énergies allant de 100 MeV à quelques TeV. Elle repose sur les données de l'instrument LAT à bord du stallite *Fermi*, et sur celles obtenues avec le système de télescopes Čerenkov au sol H.E.S.S. installé en Namibie. La mesure spectrale résolue en phase des pulsars avec l'instrument *Fermi*-LAT, et en particulier celui de Vela (PSR B0835-45) a constitué la première étape de ce travail. La mise au point d'une méthode d'analyse dédiée au cinquième et le plus grand télescope de H.E.S.S. a permis ensuite de détecter l'émission pulsée de PSR B0835-45 depuis le sol, dès 10 GeV, puis d'en mesurer le spectre. Le très bon accord avec celui obtenu avec le LAT a démontré la validité du modèle numérique du télescope et de la méthodologie. Il s'agit du premier pulsar détecté par H.E.S.S., et du seuil en énergie le plus bas atteint en astronomie Čerenkov à ce jour. Dans une troisième étape, l'analyse des données de Vela obtenues avec l'ensemble des télescopes du réseau H.E.S.S. a permis de mettre en évidence, avec un bon niveau de confiance (4.5 écarts standard), l'indication d'un signal pulsé au TeV en provenance de PSR B0835-44. L'évaluation spectrale montre que ce signal, si il est confirmé, représente une seconde composante. Une étude rapide et simple montre que cette composante pourrait être le résultat de la diffusion Compton-inverse des leptons du vent du pulsar, accélérés aux énergies ultra-relativistes au-delà du cylindre de lumière, sur le champ des photons X thermiques de l'étoile à neutrons. Ces résultats ouvrent les perspectives de la physique des pulsars au-delà de la dizaine de GeV et surtout au TeV avec le future observatoire CTA.

English version :

The thesis presented in this manuscript is devoted to the study of bright pulsars shining in γ -rays, at energies ranging from 100 MeV to several TeV. It is based on data from the LAT instrument aboard the *Fermi* stallite, as well as those obtained with ground-based system of Čerenkov telescopes, H.E.S.S., installed in Namibia. The phased-resolved spectral measurements of pulsars with the *Fermi*-LAT, and in particular that of Vela (PSR B0835-45) constitutes the first step of this work. The development of an analysis method dedicated to the fifth and the largest H.E.S.S. telescope has enabled us to detect the pulsed emission of PSR B0835-44 from ground, starting as low as 10 GeV on, and then to measure its spectrum. The very good agreement with the results obtained from the LAT data demonstrates the validity of the numerical model of the telescope and of the methodology. This is the first pulsar detected by H.E.S.S., and the lowest energy threshold reached in Čerenkov astronomy as of today. In a third step, the analysis of data obtained on Vela with all H.E.S.S. telescopes has resulted in an indication of a pulsed signal in the TeV range from PSR B0835-45, at a good level of confidence (4.5 standard deviations). The spectral evaluation shows that this signal, if confirmed, represents a second component. A quick and simple study shows that this component could result from inverse Compton scattering of leptons in the pulsar wind, accelerated to ultra-relativistic energies beyond the light cylinder, on neutron star's thermal X-ray photons. These results open the perspectives for pulsar physics at tens of GeV and especially above TeV energies with the future CTA observatory.