

La simulation électronique de CELESTE : étude des biais et application à l'obsevation de la Nébuleuse de Crabe

Münz Filip

▶ **To cite this version:**

Münz Filip. La simulation électronique de CELESTE : étude des biais et application à l'obsevation de la Nébuleuse de Crabe. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2003. Français. NNT : . tel-00003334

HAL Id: tel-00003334

https://theses.hal.science/tel-00003334

Submitted on 9 Sep 2003

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

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

Filip Münz

La simulation électronique de CELESTE : étude des biais et application à l'observation de la Nébuleuse de Crabe

Electronics simulation of CELESTE : bias studies and application on observations of Crab Nebula

Paris – Prague – 2003

Thèse de doctorat « en cotutelle » entre l'Université Paris VII Denis Diderot et l'Université Charles à Prague.

Joint doctoral thesis between University of Paris VII – Denis Diderot and Charles University in Prague.

Soutenue 7 juillet 2003 au laboratoire
de Physique Corpusculaire et Cosmologie,
Collège de France, Paris

École Doctorale *Champs, Particules, Matière*

Thèse de doctorat de l'Université Paris VII

présentée pour l'obtention du grade de

Docteur en Sciences

de l'Université Paris VII Denis Diderot

par

Filip Münz

La simulation électronique de CELESTE : étude des biais et application à l'observation de la Nébuleuse de Crabe

devant la commission d'examen composée de

Mme Isabelle GRENIER	Président
M. Bernard DEGRANGE	Rapporteur
M. René HUDEC	Rapporteur
M. Pierre ESPIGAT	Directeur de thèse
M. Ladislav ROB	Directeur de thèse
M. David SMITH	Examinateur

Resumé

Cette thèse présente le domaine de l'astronomie gamma et les principales sources de notre Galaxie (pulsars et SNRs) et celles situées à des distances cosmologiques (noyaux actifs de galaxie). La technique Čerenkov permet aux observatoires au sol de détecter des rayons gamma d'énergie du GeV absorbés dans l'atmosphère après avoir développé une cascade électromagnétique. Le projet CELESTE a atteint le but d'un seuil bas de 30 GeV, utilisant une grande surface de collection de l'ancienne centrale solaire de Thémis (Pyrénées Orientales). Une étude des principaux éléments du dispositif – un système de déclenchement mixte analogique-digital et un échantillonnage à haute fréquence du signal enregistré en plusieurs points du champ – représente la partie essentielle de cette thèse. Le code développé pour la simulation de la chaîne électronique de l'expérience a été vérifié profondément en faisant des comparaisonsavec les données réelles.
L'incertitude de la calibration en amplitude et de la mise-en-temps pour le déclenchement se traduit en erreurs sur la détermination du seuil en énergie et la surface effective. Les sources des biais éventuels sont étudiées (sur les différents points de la chaîne de simulation). Ces considérations sont appliquées aux observations de la Nébuleuse de Crabe, détectée par CELESTE déjà en 2000.

Mots clefs :
CELESTE – Technique Čerenkov – Astronomie Gamma – Nébuleuse du Crabe

Abstract

High energy astrophysics deals with the extreme processes of the Universe linked with the production of energetic particles (cosmic rays). The search of the sites of its acceleration led to the birth of a gamma ray astronomy. Inside our Galaxy, supernova remnants and pulsars attract most attention. Active galactic nuclei, especialy its blazar category, represent the dominant group of sources at cosmological distances.
Using Čerenkov technique ground-based observatories can detect gamma rays of GeV energies that are absorbed in the atmosphere after developing into an electromagnetic cascade. CELESTE project succeeded in lowering of the energy threshold to 30 GeV using a large collecting area of a former solar power plant Thémis (French Pyrenées). Study of the key elements of its implementation – the hybrid analog-logical trigger and high frequency sampling of the signal recorded for multiple places of the field – represent the essential part of this thesis. The code developed for the simulation of the electronic part of the experiment was thoroughly tested in the comparision with real measurements. The uncertainties of the amplitude calibration and trigger timing translate into errors of energy threshold and effective area determinations. The possible sources of bias are studied at several points of the simulation chain. These considerations are applied to the results of Crab Nebula observations, first source detected by CELESTE in 2000.

Keywords :
CELESTE – Čerenkov Technique – Gamma Astronomy – Crab Nebula

Remerciements

Je suis très reconnaissant d'avoir pu passer presque deux ans et demi en France et d'avoir pu m'impliquer à plein temps dans une discipline aussi ravissante que l'astronomie gamma.

Je voudrais remercier d'abord le Professeur Marcel Froissart pour m'avoir accueilli dans le laboratoire du Physique Corpusculaire et Cosmologie au Collège de France, avec une offre très généreuse d'un poste de chercheur temporaire, ainsi que Daniel Vignaud, actuel directeur du PCC, pour m'avoir offert les moyens nécessaires pour arriver jusqu'au but, à l'heure de la soutenance. Dans ce laboratoire j'ai été le témoin de nombreuses rencontres amicales, en particulier avec Marie-Genèvieve Espigat, avec laquelle j'ai partagé le bureau pendant la plus grande partie de mon séjour en France.

La naissance de cette thèse n'aurait pas été possible sans deux personnes, qui ont partagé le rôle de directeur, Ladislav Rob et Pierre Espigat. Le premier a été à l'origine de la collaboration très réussie entre la République Tchèque et la France et a permis à beaucoup d'étudiants tchèques de découvrir l'astrophysique des hautes énergies. Le deuxième, qui en plus de la participation à d'autres expériences de la discipline et d'autres directions de thèse a trouvé le temps (beaucoup de temps) pour relire attentivement le manuscrit et deviner le sens d'expressions souvent « très perturbées » par mon mauvais usage de français. Je dois remercier aussi mes rapporteurs, René Hudec et Bernard Degrange, d'avoir eu la patience de passer par les tout petits détails de ma thèse.

Ce fut une chance de pouvoir joindre l'équipe de CELESTE juste à la fin de la phase préparatoire, l'expérience parti pour arriver aux premiers résultats physiques, mais en même temps ouverte à l'étude détaillée de tous les éléments du dispositif, qui m'a permis d'apprendre beaucoup plus que le travail avec une « boite noire ». Mais ce fut aussi une grande chance de partager l'enthousiasme de tant collègues sur ce site magnifique de Thémis, surtout pendant les nuits inoubliables en haut de la tour dans la salle de contrôle. Pour rester parmi les thésards de l'époque, je voudrais nommer Mathieu de Naurois, pour son exemple d'un jeune chercheur par excellence, et Rolland le Gallou, pour son esprit amical et son aide pour la traduction de cette thèse.

Mais mes remerciements vont tout particulièrement à David Smith, le porte-parole de CELESTE, car son soutien exprimé tant de fois et son intérêt hors du commun pour mon travail m'ont beaucoup aidé. Merci encore.

Le soutien de ma famille m'a été aussi indispensable ; je dois beaucoup à leur intérêt, leur aide spirituelle ainsi que matérielle surtout pendant la longue phase avant l'achèvement. Mais ils faut pas oublier tous mes amis tchèques, ceux qui présents à Paris m'ont aidé à s'habituer à la vie à l'étranger et ceux qui dans mon pays m'ont soutenu de loin.

Table des matières

I Astronomie Gamma **7**

1 Astrophysique des hautes énergies **9**
1.1 Rayonnement cosmique . . . 9
1.1.1 Accélération . . . 10
1.1.2 Propagation des particules . . . 12
1.2 Physique des rayons gamma . . . 12
1.2.1 Conversion en gamma . . . 12
1.2.2 Absorption . . . 14
1.3 Moyens de détection . . . 15
1.3.1 A bord des satellites . . . 16
1.3.2 Détection au sol . . . 17

2 Sources galactiques **25**
2.1 Les restes de supernova . . . 25
2.1.1 Accélération dynamique . . . 26
2.1.2 Observations . . . 27
2.2 Pulsars . . . 28
2.2.1 Magnétosphère . . . 29
2.2.2 Nébuleuse synchrotron . . . 31
2.2.3 Observations des pulsars . . . 32
2.2.4 Observation des plérions . . . 32
2.2.5 Spectres . . . 34
2.2.6 Courbes de lumière . . . 34

3 Sources extragalactiques **36**
3.1 Noyaux actifs de galaxie . . . 36
3.1.1 Accrétion . . . 37
3.1.2 Le modèle standard . . . 38
3.1.3 Unification . . . 41
3.1.4 Modèles d'émission . . . 42
3.1.5 Détection gamma des blazars . . . 47
3.2 Le rayonnement du fond cosmique . . . 49

II Projet CELESTE **51**

4 Optique **53**
4.1 Site de Thémis . . . 53
4.2 Le champ d'héliostats . . . 57
4.3 La Focalisation . . . 60
4.3.1 L'optique primaire . . . 60
4.3.2 L'optique secondaire . . . 61
4.4 Champ de vue . . . 64
4.4.1 Cônes de Winston . . . 65
4.4.2 Photocathode . . . 68
4.5 Absorption et efficacité de conversion . . . 69
4.6 Résultats et implications . . . 70

5 Électronique **74**
5.1 Détecteur . . . 76
5.1.1 Installation . . . 76
5.1.2 Caractéristiques du signal . . . 77
5.1.3 Calibration du gain des photomultiplicateurs . . . 81
5.2 Digitisation . . . 84
5.2.1 Le principe . . . 85
5.2.2 Calibration des FADC . . . 85
5.2.3 Piédestal . . . 87
5.2.4 Fonction d'autocorrélation . . . 94
5.3 Déclenchement . . . 95
5.3.1 Module de déclenchement . . . 97
5.3.2 Le système de coïncidence . . . 101
5.4 Acquisition . . . 102
5.4.1 Synchronisation . . . 102
5.4.2 Orchestration . . . 103
5.4.3 Circulation des instructions et données . . . 104
5.4.4 Modes d'acquisition . . . 104

6 Pics Čerenkov **107**
6.1 Recherche des pics . . . 107
6.1.1 Identification des pics . . . 108
6.1.2 La résolution temporelle . . . 111
6.1.3 La résolution en amplitude . . . 116
6.1.4 Comparaison avec la simulation . . . 120

7 Déclenchement **129**
7.1 La formation du déclenchement . . . 129
7.1.1 « Mise-en-temps » . . . 129
7.1.2 Comparaison des signaux sommés . . . 134
7.2 Surface effective . . . 136
7.2.1 Définition des variables . . . 136
7.2.2 Sensibilité aux paramètres de la simulation . . . 139

III Observation du Crabe **141**

8 Analyse et reconstruction **143**
8.1 Préparation des données . . . 143
8.1.1 Sélection des pics . . . 143
8.1.2 Correction des biais de déclenchement . . . 144
8.2 Reconstruction du front d'onde Čerenkov . . . 145
8.2.1 Centre de gerbe . . . 145
8.2.2 Pied de gerbe . . . 146
8.2.3 Autres variables . . . 147
8.3 Reconstruction de l'énergie . . . 147

9 Observations de Crabe **150**
9.1 Sélection des observations . . . 150
9.2 Extraction du signal . . . 153
9.3 Mesure du flux . . . 154
9.3.1 Taux des gamma . . . 154
9.3.2 Choix du spectre . . . 155
9.3.3 Étude des systématiques . . . 157
9.4 Estimation des paramètres . . . 162
9.5 Discussion des résultats . . . 162

Conclusions et perspectives **164**

A Les processus d'émission **170**
A.1 Le rayonnement synchrotron . . . 170
A.2 Le rayonnement de courbure . . . 171
A.3 L'effet Compton . . . 171

B Simulation de l'électronique **173**
B.1 Initialisation . . . 173
B.1.1 Instruments . . . 174
B.1.2 Câblage . . . 174
B.1.3 Seuils de déclenchement . . . 175
B.2 Traitement du signal . . . 175
B.2.1 Génération des impulsions . . . 175
B.2.2 Propagation du signal . . . 176
B.2.3 Génération du bruit . . . 176
B.2.4 Décision de déclenchement . . . 177
B.2.5 Le voteur majoritaire . . . 177
B.2.6 Temps mort . . . 177
B.3 Sortie et analyse . . . 178
B.4 L'ajustement des paramètres . . . 178

C Conversion en énergie **179**
C.1 Paramétrisation . . . 179
C.2 L'altitude de pointé . . . 180

Avant propos

L'évidence de l'existence de particules très énergétiques en provenance du cosmos date déjà de la deuxième décennie du $20^{éme}$ siècle. Dès ses débuts (jusqu'à l'arrivée des accélérateurs puissants et fiables) la physique corpusculaire a progressé grâce aux études intensives des émulsions exposées dans les couches supérieures de l'atmosphère. Cette discipline doit une grande partie de ses découvertes fondamentales aux particules accélérées quelque part dans les profondeurs de l'espace.

Même aujourd'hui, la recherche de particules exotiques et l'étude de processus d'énergie bien au-delà des capacités actuelles des accélérateurs terrestres oriente l'intérêt des physiciens corpusculaires vers l'astrophysique. Mais ils s'intéressent aussi aux astroparticules d'énergies plus modestes où une statistique suffisante permet de rechercher les endroits de leur production, les *accélérateurs cosmiques*. Cet intérêt a donné naissance à un nouveau domaine d'astronomie couvrant toute la vaste région de la partie supérieure du spectre électromagnétique, *l'astronomie gamma*.

L'atmosphère ne permettant pas aux particules d'une telle énergie d'atteindre la surface de la terre, la recherche a été menée sur deux fronts : les études de gerbes atmosphériques de particules secondaires avec les grands détecteurs terrestres, et les mesures directes du rayonnement cosmique à bord de ballons stratosphériques et de satellites à partir des années 60. Ces derniers ont finalement réussi à surmonter le fond du rayonnement diffus et ils sont arrivés à la détection des premières sources au milieu des années 70. Quinze ans plus tard, quand il y en avait déjà quelques centaines, la quête des sources ponctuelles menée par les expériences terrestres a été couronnée, elle aussi, de succès, grâce au développement de la technique de détection par la lumière Čerenkov atmosphérique.

Mais la bataille est loin d'être finie. Beaucoup des questions ouvertes sont liées au fait que les satellites opèrent à des énergies sensiblement plus basses que celles qui peuvent être (actuellement) détectées au sol. Une grande majorité des sources vues en orbite n'est pas détectée par les observatoires terrestres bien qu'une simple extrapolation des spectres obtenus par les satellites prédit souvent la possibilité d'une telle détection. Les explications possibles seront détaillées dans cette thèse mais la réponse définitive ne peut être donnée avant la couverture finale de la zone inexplorée entre la région des satellites et celle des détecteurs au sol. En attendant les détecteurs futurs qui devraient fermer cette zone par amélioration et combinaison de méthodes existantes, on cherche une technique alternative qui permettrait de franchir directement cette zone d'environ un ordre de grandeur en énergie.

C'était dès sa conception le but de l'expérience CELESTE, qui est finalement arrivée aux premières détections et à la confirmation de sa fiabilité. La réutilisation des installations existantes d'une centrale solaire a permis de réaliser ce projet pour une dixième du coût d'un observatoire gamma terrestre dédié et quelques pourcents du prix d'un satellite. Mais comme dans tous les travaux de pionniers, l'extraction d'un résultat physique nécessite encore une

vérification détaillée, qui représente une partie essentielle de cette thèse.

Après une présentation générale de l'astronomie gamma dans le premier chapitre, avec les processus principaux liés à l'accélération, propagation et détection de ces particules, nous consacrons les deux chapitres suivants aux objets supposés être à l'origine de l'émission gamma dans notre galaxie (liée surtout aux dernières phases de vie des étoiles) et aux sources beaucoup plus puissantes aux centres des galaxies actives. Le but de cette thèse n'étant pas l'étude détaillée d'une source donnée, nous traiterons de la même manière les principales catégories de ces objets, présentant les modèles d'émission gamma et les résultats obtenus dans les régions du spectre électromagnétique voisines de celle du CELESTE.

La deuxième partie de cette thèse décrit dans deux chapitres le dispositif de CELESTE. L'installation optique, déjà détaillée dans la thèse précédente de Mathieu de Naurois [20], est ici présentée de façon complémentaire à celle-ci (donnant plus de détails et des estimations analytiques où cela semble utile). Ensuite la chaîne d'électronique est étudiée avec nettement plus de soins car la simulation du comportement des éléments de cette chaîne (des photodétecteurs jusqu'à l'enregistrement des données) représente ma contribution principale au projet CELESTE. Les résultats obtenus su des simulations, sont comparés aux données réelles dans le chapitre suivant qui parle des pics dans les données correspondants aux photons Čerenkov. Le modèle du système de déclenchement permet de définir la surface effective ainsi que le seuil en énergie du détecteur en réponse aux gerbes simulées (celles initiées par des rayons gamma) : ces variables nous donnent une estimation de la gamme d'énergie accessible par notre détecteur, que l'on espère suffisante pour couvrir une grande partie de la zone inexplorée.

La partie finale définit succinctement les variables d'analyse utilisées pour l'extraction du signal : notre but principal est d'étudier comment les effets observés dans la partie précédente peuvent biaiser les coupures sur ces variables. Nous appliquons la procédure d'analyse « standard » à un lot de données prises sur la Nébuleuse du Crabe : le taux des événements, avec les erreurs statistiques et systématiques associées, est enfin utilisé pour contraindre le spectre de cette source au dessous de la zone couverte par les détecteurs terrestres précédents.

Première partie

Astronomie Gamma

Mais si notre vue s'arrête là, que l'imagination passe outre ; elle se passera plutôt de concevoir que la nature de fournir. Tout ce monde visible n'est qu'un trait imperceptible dans l'ample sein de la nature.

Blaise Pascal, Pensées, 72 (199)

Chapitre 1

Astrophysique des hautes énergies

En astrophysique, le domaine des hautes énergies est aussi appelé « non-thermique ». En effet, on ne s'intéresse pas à l'émission du gaz ou plasma en équilibre thermodynamique et dont le spectre suit la distribution de Planck : ceci concerne les étoiles pendant la majorité de leur vie (quand leur émission est essentiellement dans la bande optique), les nuages de gaz interstellaire (qui émettent surtout en infrarouge), mais aussi par exemple les disques d'accrétion chauffés aux très hautes températures dont l'émission peut s'étendre jusqu'aux rayons X. On exclut aussi habituellement les raies nucléaires (d'énergies de l'ordre du MeV), et on se limite aux processus liés à la présence des particules accélérées aux hautes énergies.

1.1 Rayonnement cosmique

L'énergie totale du rayonnement cosmique (sa densité mesurée près de la terre étant environ $0.5\,\mathrm{eV\,cm^{-3}} \approx 8\,10^{-14}\,\mathrm{J\,m^{-3}}$) est comparable à celle des autres composantes du rayonnement présente dans l'univers, comme par exemple le champ magnétique. Les processus responsables de l'accélération des particules aux hautes énergies ne sont donc résolument pas négligeables dans l'évolution des étoiles aussi bien que des galaxies entières.

Le spectre différentiel du rayonnement cosmique au delà du $10^9\,\mathrm{eV}$ (voir fig. 1.1) mesuré près de la Terre suit une loi de puissance avec une pente $2.6 \sim 2.8$ jusqu'à $(2 \sim 4) \times 10^{15}\,\mathrm{eV}$ (la région qu'on appelle de « genou »), où le spectre devient plus raide avec une pente entre 3.0 et 3.2. Le deuxième changement de la pente arrive autour de $10^{18}\,\mathrm{eV}$ (la région de la « cheville »), où la pente diminue de nouveau.

Le rayonnement cosmique local consiste pour l'essentiel en protons (60% du flux intégral au delà de $10^{10}\,\mathrm{eV}$) et noyaux d'hélium (30%), avec une contribution de noyaux plus lourds, notamment du carbone et du fer. Cette contribution reste constante jusqu'au « genou », au delà duquel elle augmente avec l'énergie. La composante électromagnétique (électrons, positons et rayons gamma) est très minoritaire (moins que 3%) – c'est qui explique l'habitude de n'utiliser l'appellation « rayonnement cosmique » que pour la composante hadronique. Le spectre des électrons est nettement plus mou (l'index spectral 3.3) que celui des protons, ce qui peut être attribuée aux pertes d'énergie importantes des électrons de haute énergie et à la contribution d'électrons secondaires (produits dans les interactions de hadrons) à basse énergie.

L'analyse de la composition des isotopes résultant de l'interaction avec les rayons cosmiques nous permet d'estimer l'âge moyen, que les particules du rayonnement cosmique passent dans

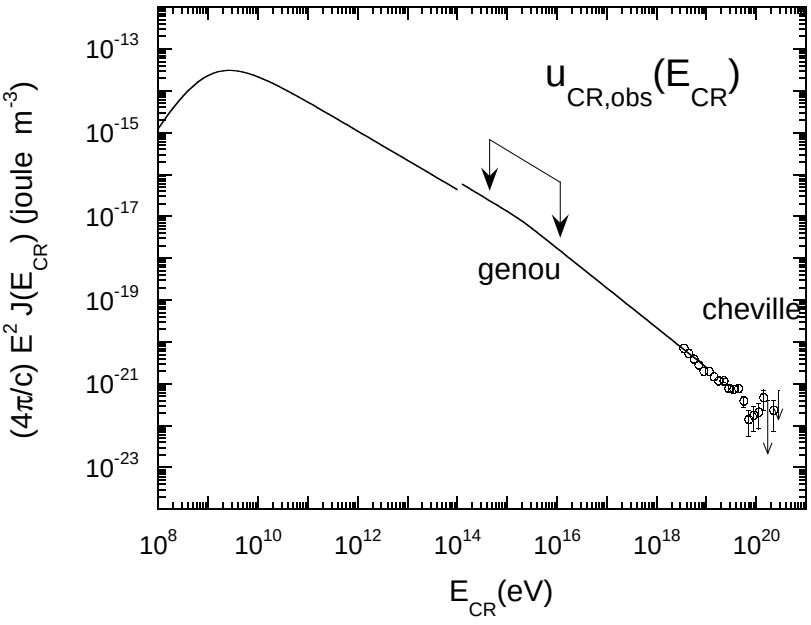


Fig. 1.1 – Spectre différentiel du rayonnement cosmique mesuré près de la Terre. Les deux courbes viennent de l'ajustement des mesures du flux des protons (à basse énergie) et de tous les rayons cosmiques ; les points aux énergies extrêmes correspondent aux mesures d'AGASA. Adapté du [21].

un environnement suffisamment dense, à 10^7 ans. On suppose que la majorité de ce rayonnement (jusqu'à la région du « genou ») est créé dans notre galaxie. Le champ magnétique galactique retient les particules chargées dans le halo galactique pendant un temps de l'ordre de 10^7 ans, beaucoup plus grand que le temps nécessaire pour traverser la galaxie directement – ce qui est le cas des particules d'énergie extrême (au dessus de la « cheville »). Ceci signifie que la densité du rayonnement cosmique dans l'espace intergalactique devrait être nettement inférieure à celle qu'on mesure près de la terre.

1.1.1 Accélération

En général, les modèles d'accélération des particules peuvent être classés de la façon suivante (selon [41, ch. 21]) :

accélération dynamique : L'énergie du mouvement des nuages, des fluctuation du champ magnétique ou des ondes dans le plasma peut être convertie en énergie de particules relativistes par des réflexions successives ; ce processus général peut être appliqué aux milieux formés dans les *explosions de supernova*, qui représentent la source d'énergie la plus importante dans notre Galaxie. L'autre possibilité, bien plus efficace (détaillée

dans le par. 2.1.1), est la collision de deux milieux en mouvement global qui conduit à la création d'une onde de choc : outre les restes de supernova c'est le cas de l'interaction du vent stellaire avec les éjectas d'une explosion précédente (*les plérions*) ou avec le champ magnétique du compagnon compact dans les systèmes binaires. Un milieu de création d'étoiles (comme l'association OB dans Cygnus [55]) avec des vents stellaires forts des étoiles massives semble aussi être capable d'accélérer les particules jusqu'aux très hautes énergies.

accélération électromagnétique : Les zones avec une différence de potentiel importante peuvent se créer dans les magnétosphères des objets en rotation rapide ; ce sont avant tout les *pulsars*, qui conservent une partie d'énergie libérée par les supernovae, mais aussi probablement les *disques d'accrétion* autour des trous noirs.

accélération hydrodynamique : Ici on regroupe les processus qui mènent à l'accélération de nuages entiers de plasma (les *plasmoides*) à des vitesses relativistes ; les endroits typiques de telles accélérations sont les jets relativistes du plasma froid qui se forment (selon certains modèles) dans les noyaux actifs de galaxie (voir chapitre 3.1), mais aussi dans les micro-quasars dans notre propre Galaxie. Il peut s'agir aussi d'événements plus exotiques : par exemple une collision d'étoiles à neutrons peut produire des plasmoides qui se propagent dans le halo galactique.

Ces processus d'accélération dans les sources seront détaillés dans les chapitres suivants.

L'énergie que la particule atteint pendant le processus d'accélération dépend du temps pendant lequel elle reste dans la zone accélératrice. Le spectre est en général donné par la relation entre temps d'échappement τ_{esc} et le taux d'accélération

$$\alpha = \frac{1}{E}\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t},$$

l'évolution du nombre des particules en temps et énergie est donnée par l'équation d'évolution

$$\frac{\mathrm{d}N(E,t)}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}E}\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}N\right) + \frac{N}{\tau_{esc}} = \left(\alpha + \frac{1}{\tau_{esc}}\right) N + \left(\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E}\alpha + \frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}E}N\right) E$$

La solution stationnaire dans le cas où α et τ_{esc} sont indépendants de l'énergie devient

$$\frac{\mathrm{d}N}{N} = \frac{\mathrm{d}E}{E}\left(1 + \frac{1}{\tau_{esc}\alpha}\right)$$

et conduit à un spectre différentiel de la forme $N(E) = k\,E^{-\delta}$, où

$$\delta = 1 + \frac{1}{\tau_{esc}\alpha}. \tag{1.1}$$

Ce résultat reste valable même si les paramètres α et τ_{esc} dépendent de l'énergie de la même façon $\alpha(E) = \alpha_0\,E^{-\varepsilon}$.

1.1.2 Propagation des particules

Ayant une charge non nulle, la majorité des particules est soumise aux fortes déflexions par les champs magnétiques à l'intérieur de notre galaxie et leur direction d'arrivée ne correspond généralement pas à la direction de leur source. Ce n'est que pour les particules dont l'énergie dépasse 10^{20} eV (dizaines de joules !) que cette déflexion est assez petite pour que l'on puisse remonter à leur origine.[1] Mais s'il s'agit de particules d'origine extragalactique, cette prédiction est limitée par notre mauvaise connaissance du champ magnétique intergalactique (son intensité et la taille des zones de cohérence). Les particules d'une telle énergie sont très rares et la statistique actuelle ne permet que chercher les double et triple détections provenant d'une même direction. Les expériences futures (comme le projet AUGER, qui utilisera des dispositifs s'étendant sur environ $3000\,\mathrm{km}^2$) devraient répondre à la question de la faisabilité d'une astronomie de particules chargées.

A l'heure actuelle, pour la recherche des sites d'accélération du rayonnement cosmique de haute énergie nous devons nous limiter à la détection des *particules neutres*, les photons gamma et les neutrinos, qui sont produits dans les interactions de particules chargées près de l'endroit de leur accélération. Les processus de conversion seront détaillées dans la section suivante.

En plus de l'interaction avec le champ magnétique, les particules de haute énergie interagissent avec la matière diffuse, dont la composante dominante consiste en des photons de basse énergie. Dans ces interactions, l'énergie de la particule primaire est divisée entre plusieurs particules secondaires, ce qui change sensiblement le spectre : la pente du spectre observé est environ supérieure de $0.5 \sim 0.7$ à celle du spectre de la source. Ces interactions conduisent aussi à une distance limite, à partir de laquelle les particules d'une énergie donnée deviennent pratiquement inobservables.

Dans le cas des protons il s'agit de la photo-production des mésons π ; la contribution la plus importante est l'interaction avec les photons du rayonnement cosmologique dans la bande des micro-ondes, qui donne la *limite GZK* bien connue. L'effet, prédit par Greisen, Zatsepin et Kuzmin en 1966, conduit à l'absorption presque complète des protons de $E > 10^{20}$ eV provenant de distances supérieures à 100 Mpc.

1.2 Physique des rayons gamma

Les photons gamma semblent donc être les plus aptes à nous transmettre une information sur les processus à l'oeuvre dans les sites de production des rayons cosmiques. On trouve donc à l'extrémité du spectre électromagnétique un nouveau domaine, l'astronomie gamma. A basse énergie il touche le domaine des rayons X à 100 keV, sa limite supérieure, indéfini en théorie, se situe habituellement à 10^{15} eV (pour les raisons d'absorption précisées plus loin).

1.2.1 Conversion en gamma

L'énergie des rayons gamma de haute énergie provient de celle des particules chargées, qui seules peuvent être accélérées. L'efficacité de la conversion dépend de la nature de ces particules et du milieu environnant.

[1] A l'heure actuelle on ne connaît pas de mécanisme d'accélération qui produirait des particules d'une telle énergie. Une explication est basée sur la désintégration d'objets exotiques, les reliques des premières phases de l'expansion de l'Univers, comme par exemple les *défauts topologiques*.

Composante électromagnétique

Les trois processus dominants pour les électrons (et positons) de haute énergie sont l'émission *synchrotron* dans un champ magnétique, la diffusion *Compton* sur des photons ambiants et le *bremsstrahlung* (rayonnement de freinage) dans les interactions avec des noyaux. L'importance relative de ces processus dépend du rapport entre les densités de ces trois composantes « cible » ; seuls les deux derniers processus peuvent produire un photon gamma d'énergie comparable à celle de l'électron initial. Le bremsstrahlung n'est important que dans les régions denses comme la « coquille » des restes de supernova (voir la section 2.1). Dans l'environnement interstellaire le rapport d'énergie des électrons convertie en gamma (par le processus Compton inverse, voir le paragraphe A.3) et en photons plus mous (produits par émission synchrotron) est donné par

$$\frac{L_\gamma}{L_{syn}} = \frac{u_{ph}}{u_B},$$

où u_{ph} et u_B sont le densité d'énergie contenu dans le champ des photons et celle du champ magnétique (suivant les formules de l'annexe A).

Mais il faut qu'un gamma produit puisse sortir du lieu de sa création. Chacun de ces trois milieux peut aussi causer la conversion de photon gamma en une paire électron-positon et (si l'énergie de ces particules est suffisante) en répétant le processus d'émission d'un rayon gamma, développer une cascade électromagnétique. On distingue les cascades « paire-synchrotron » (dans les champs magnétiques intenses, par exemple les magnétosphères des pulsars), les cascades sur la longue distance (*long baseline cascades*, qui se développent dans l'environnement inter-stellaire voire inter-galactique par l'interaction avec le rayonnement du fond infrarouge ou micro-onde) et finalement les cascades « classiques » à bremsstrahlung (qu'on observe dans l'atmosphère terrestre comme il sera détaillé dans la section 1.3).

Composante hadronique

Les protons ont un facteur de Lorentz γ inférieur de trois ordres de grandeur à celui des électrons de même énergie (et encore moins pour les noyaux des éléments plus lourds). En conséquence, les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron et par effet Compton inverse, proportionnelles a γ^2, ne sont pas très importantes (sauf dans un champ magnétique intense). Les processus dominants dans un environnement suffisamment dense sont le *bremsstrahlung* (proportionnel à γ) et les *collisions hadroniques*, soit avec les photons diffus, soit avec des noyaux dans la matière environnante. Cette dernière interaction produit plusieurs particules secondaires, surtout des pions, dont un tiers, les π^0 neutres, se désintègrent en $2\,\gamma$. L'énergie totale des rayons gamma ainsi produite atteint environ 10% de l'énergie du proton initial. Une énergie comparable est déposée sous la forme de neutrinos ν_e, qui proviennent de la désintégration des pions chargés (deux fois plus nombreux que les π^0)

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu + \nu_\mu.$$

Les pions chargés (avec un temps de vie de quelques ordres de grandeur plus long que π^0) peuvent aussi faire des collisions hadroniques de génération suivante, produisant une nouvelle génération de pions de plus basse énergie. Le rayonnement gamma d'origine hadronique a un spectre continu avec une bosse autour de 70 MeV, l'énergie des γ produits par la désintégration

du π^0 à l'arrêt (dont énergie vaut 135 MeV).[2] Les électrons, positrons et les rayons gamma dans une cascade hadronique engendrent aussi des cascades électromagnétiques secondaires, dont les produits prolongent le spectre (avec une pente moins forte) aux énergies plus basses.

1.2.2 Absorption

Pour les photons gamma de haute énergie l'interaction avec les photons diffus donne des paires électron-positon, si l'énergie totale du système dépasse l'énergie au repos de la paire e^+e^-

$$s = 2E_\gamma\, E_\nu\, (1 - \cos\theta) \geq \left(2m_e c^2\right)^2,$$

où θ est l'angle entre le deux photons. Dans un environnement de photons d'énergie $E_\nu = h\nu$ le spectre observé des photons gamma devient absorbé au delà de l'énergie $E_{seuil} = m_e^2 c^4/h\nu$ (c'est dans le cas de la collision frontale $\theta = \pi$) ; en moyennant sur la direction de la collision ($\langle\cos\theta\rangle = 0$), on trouve $E_{seuil} = 2m_e^2 c^4/h\nu$. Pour les sources cosmologiques il faut aussi prendre en compte le décalage vers le rouge z entre le moment d'interaction et l'époque présente, quand la fréquence des photons diffus est $\nu' = \nu/(1+z)$. On observe alors dans le spectre l'absorption au dessus d'énergie

$$E'_{seuil} = \frac{m_e^2 c^4}{h\nu'\,(1+z)^2}. \tag{1.2}$$

La section efficace de création de paires s'écrit comme

$$\sigma = \frac{3}{8}\sigma_T\, f(q),$$

où $\sigma_T = e^4/(6\pi^2\epsilon_0^2 m_e^2 c^4)$ est la section efficace de Thompson ; la fonction $f(q)$ du paramètre $q = 4m_e^2 c^4/s^2$ atteint le maximum 0.7 pour $q = 0.51$, s'annulant pour $q = 1$ et $q = 0$. Pour un rayonnement diffus isotrope avec un spectre $\mathrm{d}n(\varepsilon)/\mathrm{d}\varepsilon$ l'épaisseur optique est donnée par l'intégration

$$\frac{\mathrm{d}\tau}{\mathrm{d}l} = \frac{3}{8}\sigma_T \int_{m_e^4/E_\gamma}^{\infty} \mathrm{d}\varepsilon\, \frac{\mathrm{d}n(\varepsilon)}{\mathrm{d}\varepsilon} F(q), \tag{1.3}$$

où le maximum de la fonction $F(q)$ (intégrale sur tous les angles) est déplacé à $q = m_e^2 c^4/E_\gamma\varepsilon = 0.28$. Pour un spectre de la forme $\mathrm{d}n(\varepsilon)/\mathrm{d}\varepsilon = \alpha\,\varepsilon^{-\beta}$ la probabilité différentielle d'absorption dépend de l'énergie comme

$$\frac{\mathrm{d}\tau}{\mathrm{d}l} \propto E_\gamma^{\beta-1}. \tag{1.4}$$

Pour estimer le niveau d'absorption des rayons γ (d'énergie observée E), il est nécessaire de connaître la densité des photons ambiants autour du maximum de la fonction $F(q)$, c. à d. pour la longueur d'onde

$$\lambda \approx 0.3\,(1+z)^2\,\frac{hE}{2m_e^2 c^3} \approx (1+z)^2\,\left(\frac{E}{1\,\mathrm{TeV}}\right)\,0.7\,\mu\mathrm{m}. \tag{1.5}$$

L'absorption peut avoir lieu soit près de la source où la densité des photons est encore élevée, soit au cours de leur propagation en interagissant avec le rayonnement du fond cosmique.

[2] Les protons formant la majorité du rayonnement cosmique, on espère voir une telle bosse dans le spectre mesuré du rayonnement gamma diffus, produit surtout dans le plan galactique (lieu préféré des collisions du rayonnement cosmique avec la matière interstellaire).

Dans le spectre de ce dernier rayonnement (la région correspondant – selon la formule 1.5 – aux énergies $10^{11} - 10^{15}$ eV) on trouve trois bosses correspondant aux trois sources principales de photons diffus :

- la lumière émise par les étoiles dans le domaine visible et infrarouge proche ($0.3 - 5\,\mu$m)
- l'émission thermique de la poussière froide dans le domaine infrarouge lointain ($80 - 200\,\mu$m)
- le rayonnement du fond cosmologique dans le domaine des micro-ondes (au delà de $300\,\mu$m)

La troisième composante définit la limite ultime d'énergie pour l'astronomie gamma, donnant une absorption totale du rayonnement gamma au delà de 5×10^{14} eV. Les deux autres composantes sont beaucoup moins intenses (de deux ordres de grandeur inférieures) mais deviennent importantes à l'échelle intergalactique. Nous discuterons cette question à la fin du chapitre 3.1 qui traite les sources extragalactiques.

1.3 Moyens de détection

Le processus de création de paire, qui a un rôle gênant d'absorption, représente aussi (comme interaction dominante au dessus de 10 MeV) un processus important permettant de détecter les rayons gamma. Dans un environnement suffisamment dense les particules e^+e^- créées émettent la génération suivante de gamma par *bremsstrahlung*, développant ainsi une cascade électromagnétique. La distance, sur laquelle une particule chargée perd la moitié de son énergie (la longueur de radiation X_0), correspond aussi grossièrement à la longueur d'interaction pour la création de paire. On peut donc décrire le développement de la cascade par un modèle simplifié (dite de Heitler) où chaque génération est deux fois plus nombreuse que la précédente et l'énergie moyenne des particules (électrons, positons et gamma) réduite de moitié. L'évolution exponentielle s'arrête quand l'énergie atteint un niveau où d'autres processus entrent en jeu. Selon le modèle de Heitler ceci arrive quand $E_0\, 2^{-X/X_0} = E_c$, où l'énergie critique E_c est défini comme celle à laquelle les pertes des particules par ionisation deviennent comparables à celles du bremsstrahlung (83 MeV dans l'air). Le développement de la cascade s'arrête donc après avoir traversé $\ln(E_0/E_c)/\ln 2$ longueurs de radiation, l'énergie de la cascade est absorbée (surtout par la ionisation) dans les $3 \sim 4$ longueurs de radiation suivantes.

L'atmosphère terrestre (opaque aux rayons gamma de haute énergie à cause de ces processus) représente au niveau de la mer (dans la direction verticale) 28 longueurs de radiation, par rapport à $22.4\,X_0$ à l'altitude de Thémis (1650 m.s.l.m.). Une gerbe initiée par un gamma d'énergie $E_0 = 1$ TeV arrête son développement à la profondeur de $X = 13.5\,X_0 \approx 500\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$, qui corresponde au niveau de 5500 m.s.l.m. ; les dernières particules peuvent être détectées à 4 km d'altitude.[3] Cette énergie peut être considérée comme une limite inférieure pratique pour la *détection directe* au sol des gerbes initiées par des rayons gamma ; au dessous de cette limite la quasi-totalité des gerbes électromagnétiques est absorbée dans l'atmosphère. Dans la domaine de basse énergie (MeV−GeV) les rayons gamma ne peuvent être détectes directement qu'au dessus des couches denses de l'atmosphère à l'aide de ballons ou de satellites.

[3] Selon les simulations plus réalistes on trouve le maximum de développement d'une telle gerbe plutôt à 8 km, mais 10% des particules chargées atteint encore le niveau de 2500 m.s.l.m.

1.3.1 A bord des satellites

L'histoire a connu trois expériences en orbite dédiées au domaine des gamma de haute énergie : le satellite américain SAS-2 (1972−73) suivi par le projet européen COS-B (1975−82) et finalement le détecteur EGRET à bord de *Compton Gamma-Ray Observatory* (1991−2000). A la différence des observatoires orbitaux opérant dans des domaines moins énergétiques du spectre électromagnétique, les détecteurs gamma doivent mesurer des flux extrêmement faibles, voir reconstruire la direction des photons individuels. Leur conception ressemble à celle des détecteurs opérant auprès des accélérateurs terrestres : un *trajectographe*, lieu de création de la première paire, dont les traces permettent de reconstruire la direction du gamma initial, et un *calorimètre* avec un grand pouvoir d'arrêt, c'est-à-dire un nombre suffisant de longueurs de radiation pour développer et absorber une fraction importante de la cascade électromagnétique. En plus, les instruments ont souvent une capacité à mesurer le temps de vol entre ces deux parties (pour rejeter les particules allant à contre-sens) et ils sont équipés d'un système de veto contre les événements engendrés par les particules chargées (un scintillateur extérieur est mis en anti-coïncidence avec le système d'acquisition). Une telle installation permet de réduire le fond du rayonnement cosmique au dessous de l'intensité du fond des rayons gamma diffus.

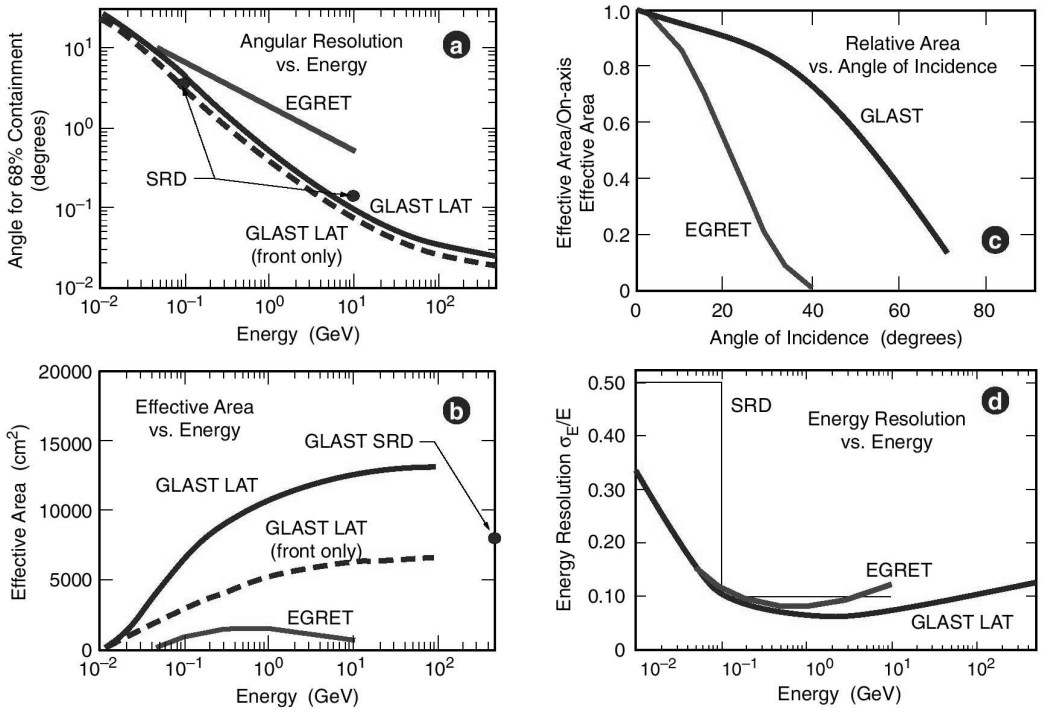


Fig. 1.2 – Comparaison des caractéristiques du détecteur EGRET et du projet GLAST, estimées par Monte Carlo, en fonction de l'énergie : résolution angulaire (a), résolution en énergie (d), la surface efficace de détection sur axe (b), et enfin dépendance de cette surface de l'angle d'incidence (c).

L'épaisseur du calorimètre définit la gamme des énergies qui peuvent être reconstruits avec une précision acceptable (voir fig. 1.2). La nécessité d'une telle barrière (formée par des couches de plomb et de scintillateur) fait des détecteurs gamma des instruments très lourds.

Jusqu'ici les expériences ont utilisé une chambre à étincelles comme trajectographe. Le nouveau projet appelé GLAST (*Gamma-ray Large Area Space Telescope*) compte installer des détecteurs à micro-pistes de silicium (sous la forme de « sandwich » avec de fines feuilles de plomb pour assurer l'épaisseur finale de $0.5\,X_0$), qui offrent les avantages suivants :

- une meilleure résolution spatiale ($10 - 50\,\mu\mathrm{m}$) des traces qui permet une reconstruction de la direction du gamma beaucoup plus précise ;
- une efficacité de détection des particules chargées proche de 100% qui réduit la nécessité du système de veto car il est possible de retrouver le point de la première interaction ; avec la capacité prévue de la pré-analyse en temps réel, on peut aussi réduire le nombre de faux veto causés par les particules rétro-diffusées dans le calorimètre, un effet qui diminue l'efficacité du détecteur aux hautes énergies ;
- une réponse plus rapide et un temps mort réduit de 100 ms à $100\,\mu$s, important pour la détection des événements intenses et brefs (sursauts gamma) ;
- la durée de vie n'est pas limitée par la consommation du gaz utilisé dans le chambre à étincelles.

La précision de la reconstruction de la direction du gamma primaire est limitée, outre par la résolution spatiale et la dimension « verticale » du trajectographe, par les fluctuations de la première interaction, qui diminuent avec l'énergie. Cette dépendance suit en gros une loi de puissance (pour EGRET $\Delta\theta \approx (E/100\,\mathrm{MeV})^{-0.53}\,5.9°$), mais elle est moins forte que le spectre des sources ainsi que celui des gamma diffus. C'est la résolution angulaire qui (avec la taille de la surface efficace) limite la sensibilité du détecteur car elle détermine la capacité d'identification des sources ponctuelles sur le bruit du fond.[4] Le temps de pose nécessaire pour l'extraction d'un signal croit avec l'énergie jusqu'à des valeurs de l'ordre de plusieurs années qui correspondent à l'énergie maximale accessible par le détecteur. Le détecteur GLAST, qui a non seulement une surface de détection plus grande qu'EGRET ($8000\,\mathrm{cm}^2$ au lieu de $1200\,\mathrm{cm}^2$ à 1 GeV) mais aussi une meilleure résolution angulaire, devrait être au dessous de 1 GeV 80 fois plus sensible aux sources ponctuelles.

Les longs temps de pose (habituellement de l'ordre de la semaine) sont l'inconvénient majeur des observations γ en orbite car ils limitent la possibilité d'observation des sources variables. D'autre part un grand champ de vue (0.5 srad pour EGRET, 2 srad pour GLAST) fait de ces expériences un outil indispensable pour la cartographie du ciel gamma, c'est à dire la recherche des sources inconnues.

1.3.2 Détection au sol

Ne disposant d'aucun système de « veto » contre les gerbes initiées par les particules chargées, la détection au sol doit affronter le fond diffus beaucoup plus intense (décrit déjà au premier chapitre et résumé dans la table 1.1). La grande majorité des gerbes atmosphériques sont des cascades hadroniques (voir la section 1.2.1) dont le développement est moins régulier et qui s'étend aux couches plus basses de l'atmosphère. Les muons créés dans ces cascades pénètrent beaucoup plus loin que le reste de la gerbe et ils forment à basse altitude une composante dominante des particules chargées, un fond supplémentaire pour les détecteurs terrestres.

[4] La majorité de ce fond est formée par le rayonnement gamma diffus d'origine galactique dont l'intensité varie considérablement (presque de deux ordres de grandeur) entre la direction du centre galactique et les endroits éloignés du plan galactique.

	flux différentiel à 10 GeV [$\times$m^{2}sr s GeV]	pente	flux intégral à 10 GeV [$\times$m^{2}sr s]	à 100 GeV
protons	40.3	-2.78	22.6	0.376
hélium	12.9	-2.68	7.68	0.160
électrons	0.338	-3.3	0.147	7.37×10^{-4}
gamma	1.13×10^{-3}	-2.07	1.06×10^{-3}	8.89×10^{-5}

TAB. 1.1 – Composantes dominantes du fond diffus du au rayonnement cosmique entre 1 GeV et 1 TeV.

1.3.2.1 Détection directe des particules chargées

Le passage d'une cascade électromagnétique est un événement très bref : la dispersion temporelle des particules ultra-relativistes pendant la traversé de l'atmosphère reste inférieure à une dizaine de nanosecondes. L'extension latérale des gerbes varie entre 50 et 200 m[5] et les mesures du temps d'arrivée au sol obtenus avec une réseau de détecteurs sur une telle distance devraient permettre la reconstruction temporelle du front de la gerbe (et finalement de la direction du gamma primaire) plus précise qu'au sein des détecteurs sur orbite. Cependant, près du seuil de détection le nombre des particules détectées n'est pas élevé et la queue de la gerbe est sujette à des fluctuations importantes. La précision insuffisante de la mesure du temps d'arrivée se traduit par une mauvaise résolution angulaire de l'ordre du degré.

Quant à la reconstruction de l'énergie primaire, l'information sur la densité des particules dans la gerbe vient d'un seul plan de détection qui est une calorimétrie très insuffisante. Pour ces raisons les recherches de sources des rayons gamma avec des réseaux de détecteurs de particules, menées depuis les années soixante, n'ont pas donné des résultats significatifs. Cependant ils existent toujours la possibilité d'améliorer la résolution angulaire et calorimétrique en augmentant le nombre de particules détectées :

monter en altitude : l'expérience chinoise TIBET est installée sur un plateau situé à 4300 m au dessus de la mer : un réseau des détecteurs de haute densité (pas de 7.5 m) qui couvre une surface de plus de 5000 m^2 sera élargi jusqu'à 37000 m^2 (la taille actuelle du réseau de base densité) ; le seuil pourra descendre au dessous de 1 TeV et la résolution angulaire sera de l'ordre du dixième de degré ;

une détection plus efficace : l'expérience américain MILAGRO utilise un bassin couvert (60×80 m^2 à 2650 m d'altitude) : toutes les particules chargées qui passent dans l'eau émettent de la lumière Čerenkov (voir la section suivante) qui est détectée par le réseau des 450 et 273 photomultiplicateurs à une profondeur de 1.5 et 7 m respectivement. Environ 50% des particules sont détectées, à comparer avec une efficacité inférieure à 2% pour les réseaux de détecteurs.

Le point faible de ces expériences reste la faible capacité de discrimination entre les gerbes électromagnétiques et hadroniques, basée surtout sur la détection de la composante pénétrante, c. à d. des muons (presque absents dans les gerbes électromagnétiques), qui se traduit par une faible sensibilité aux sources ponctuelles de rayons gamma. Malgré cela, cette technique reste

[5] Le développement latérale est dû surtout à la diffusion multiple des particules chargées qui devient plus importante à basse énergie.

intéressante pour son grand champ de vue et son mode opératoire presque continu, qui permet un monitoring du ciel γ autour du TeV (supposant l'existence d'une procédure d'analyse rapide et fiable). Cette capacité fut déjà confirmée en cas de MILAGRO par la détection du signal en provenance du Crabe avec une significativité de 5σ, pour laquelle il a fallu néanmoins cumuler les données prises pendant une année d'observation.

1.3.2.2 Technique Čerenkov

La détection directe des rayons gamma au sol est pratiquement limitée aux énergies supérieures à 1 TeV. Heureusement, l'atmosphère même peut servir non seulement comme milieu de développement des gerbes, mais aussi comme détecteur de particules. Le passage d'une particule chargée dans l'air est accompagnée par l'émission de lumière visible qui peut être observée depuis le sol. Il s'agit de la lumière Čerenkov pour les particules ultra-relativistes (si la vitesse de cette particule $\beta c > c/n$, où $n = 1 + \varepsilon$ est l'indice optique de l'air ; pour la densité de l'air au niveau de la mer ce seuil est $\gamma_s = 1/\sqrt{1-\beta_s^2} \approx 1/\sqrt{2\varepsilon} \approx 42$) où (dans le cas de particules moins rapides) d'une ionisation suivi par l'émission de lumière de fluorescence. Cette dernière n'est exploitable qu'aux énergies extrêmes ($> 10^{18}$ eV) car elle est émise de façon isotrope et sa densité au sol est très faible. Par contre l'émission Čerenkov est concentré dans un cône étroit (l'angle $\cos\theta = 1/n\beta$) coaxiale avec la direction de la particule émettrice et elle éclaire le sol avec une tache de quelques centaines de mètres de diamètre. Pour une gerbe électromagnétique verticale l'anneau qui délimite cette tache atteint au niveau de la mer un rayon de 150 m, la densité de la lumière Čerenkov à l'intérieur de l'anneau est

$$n(E) \approx \left(\frac{E}{1\,\mathrm{TeV}}\right) 50\,\mathrm{photons\,m^{-2}},$$

augmentant de 25% (à cause de la réduction de la taille de tache) à l'altitude de Thémis.

Il est remarquable que la densité de cette lumière soit proportionnelle à l'énergie du gamma primaire ; la lumière Čerenkov offre donc une information calorimétrique beaucoup plus précise que la densité des particules qui atteint le sol. Ceci vient du fait que le nombre de photons de lumière Čerenkov émis par une particule par unité de distance parcourue est $\mathrm{d}n/\mathrm{d}x \propto \sin\alpha \approx 2\varepsilon$ pour les particules ultrarelativistes, et que la valeur ε est proportionnelle à la densité de l'air à l'endroit donné. L'intensité totale de lumière Čerenkov émise par la gerbe complète dépend donc directement de la profondeur de l'atmosphère traversée par l'ensemble des particules chargées de la gerbe (dans le cas d'une cascade électromagnétique les électrons et positons au dessus de l'énergie critique sont bien dans le régime ultrarelativiste). Comme on peut le montrer facilement à l'aide du modèle de Heitler (mais ceci reste valable pour les modèles plus réalistes), la somme de la longueur des traces mesurée en longueurs de radiation croit exponentiellement avec le nombre des générations, qui dépend lui même du logarithme de l'énergie de la particule primaire ; en conséquence on obtient une proportionnalité entre cette énergie et l'intégrale des longueurs des traces, et donc aussi avec le nombre total de photons Čerenkov émis par la gerbe.

Le nombre de photons Čerenkov produits par les gerbes atmosphériques reste cependant négligeable par rapport à l'intensité du ciel nocturne, qui varie (selon les mesures à Thémis analysées par Berrie Giebels [31] ou pour plus de détails [32, pp. 72]) entre $N = 1500$ et $2000\,\mathrm{phot.\,m^{-2}ns^{-1}sr^{-1}}$ (en dehors de la Voie Lactée) dans la bande $310 \sim 650\,\mathrm{nm}$. Toute pollution lumineuse supplémentaire (la présence de la Lune, les étoiles fortes dans le champ de vue, la réflexion des sources terrestres dans l'atmosphère) rend l'observation très difficile

voire impossible. On peut néanmoins tirer un certain profit de la différence entre le spectre du bruit de fond du ciel (supposé plat dans la bande considérée) et celui de l'émission Čerenkov, qui suit la fonction λ^{-2}, limitée du côté ultra-violet par une coupure forte due à l'absorption dans l'air.[6]

Une comparaison directe de l'intensité du ciel nocturne N et de l'émission d'une gerbe d'énergie donnée permet une estimation rudimentaire du seuil en énergie d'un tel détecteur Čerenkov. Supposant que le temps d'intégration du signal T dépasse la durée du signal et que le champ de vue Ω est plus grand que l'étalement angulaire de l'image des photons Čerenkov dans le plan focal du télescope, le signal est proportionnel à la surface A de collection des photons, à l'efficacité ε de collection des photons et sa conversion en signal : $S = kE\,\varepsilon A$. Le bruit de fond intégré vaut $B = \Omega T \varepsilon A\, N$. La condition que les fluctuations de bruit de fond ne dépassent pas l'intensité du signal Čerenkov $S > \sqrt{B}$ donne l'énergie minimale détectable d'un rayon γ

$$E > \sqrt{\Omega T\, N/\varepsilon A}/k. \tag{1.6}$$

Les télescopes à l'effet Čerenkov doivent utiliser des photodétecteurs avec un temps de réponse très rapide, de l'ordre de la nanoseconde. A l'heure actuelle le seul choix satisfaisant cette condition (avec la taille et la résolution nécessaire) sont les photomultiplicateurs dont l'efficacité de conversion des photons reste limitée à 20% environ. La résolution angulaire n'étant pas un critère important, on peut utiliser une optique relativement simple (par rapport aux télescopes opérant dans le domaine visible) composée de petits éléments ; ceci permet d'avoir une surface de collection plus grande afin d'atteindre un seuil le plus bas possible.

Pour réduire le bruit de fond, il est nécessaire de choisir un champ de vue limité et un système de déclenchement avec une fenêtre de coïncidence (ajustée à la direction de visée) la plus étroite possible. Le détecteur doit suivre la source observée au cours de son déplacement dans le ciel, différence essentielle entre la technique Čerenkov et les méthodes précédentes de détection des rayons gamma.

La gerbe est une source étendue dans l'atmosphère : vue depuis le sol (à l'intérieur de la tache Čerenkov), son émission Čerenkov forme un image ovale, dont la taille augmente avec le paramètre d'impact (distance de l'observateur au pied de gerbe - voir la fig. 1.3). La position de son maximum, correspondant au maximum du développement de la cascade,et dépend peu de l'énergie : l'altitude est une fonction logarithmique de la profondeur de ce maximum dans l'atmosphère, qui est lui-même un logarithme de l'énergie de la gerbe.

Les particules de la gerbe se propagent dans l'atmosphère plus vite que la lumière Čerenkov : les photons émises au début de la gerbe arrivent plus tard que ceux provenant de sa queue. Cette différence, qui sur axe vaut environ 3 ns, diminue avec la distance de l'axe de la gerbe : elle devient minimale à environ 130 m de l'axe, plus loin, les photons émis plus bas sont retardés à cause de la distance plus grande à parcourir (voir la fig.1.4). L'enveloppe de l'émission aux différentes altitudes, qui forme le front d'onde, est conique ; cette caractéristique devient plus prononcée aux hautes énergies où les gerbes sont plus longues.

La reconstruction des paramètres de la gerbe peut se faire par deux méthodes :

L'échantillonnage du front Čerenkov, en mesurant (comme dans le cas de la détection directe) les temps d'arrivée et l'intensité de lumière en plusieurs endroits. Pour les rayons

[6] L'expérience CLUE a choisi des photodétecteurs opérant en ultraviolet : la pollution lumineuse a été réduite de façon qu'il a été possible d'observer directement la Lune. Malheureusement, la mauvaise résolution spatiale et les longs temps d'intégration du signal des détecteurs de type MWPC (chambre proportionnelle multi-fils) limitent l'exploitation du signal obtenu.

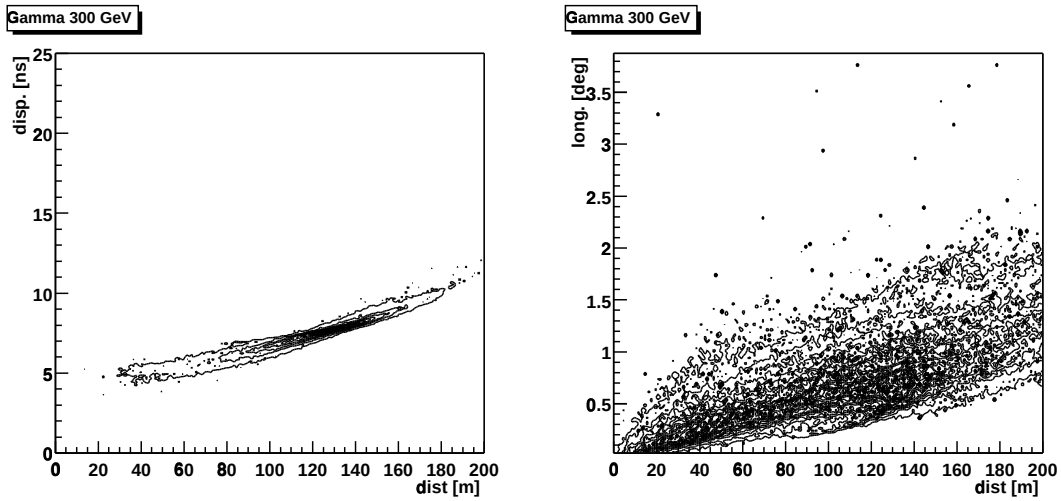


Fig. 1.3 – Distributions latérales de la lumière Čerenkov produite par une gerbe gamma de 300 GeV (direction verticale) : *à gauche*, temps d'arrivée par rapport à l'arrivée théorique de la particule primaire ; *à droite*, angle entre la direction de la particule primaire et celle des photons Čerenkov : on voit comment avec la distance du pied de gerbe qui augmente, l'image de la gerbe s'éloigne de l'axe et s'allonge dans la direction longitudinale.

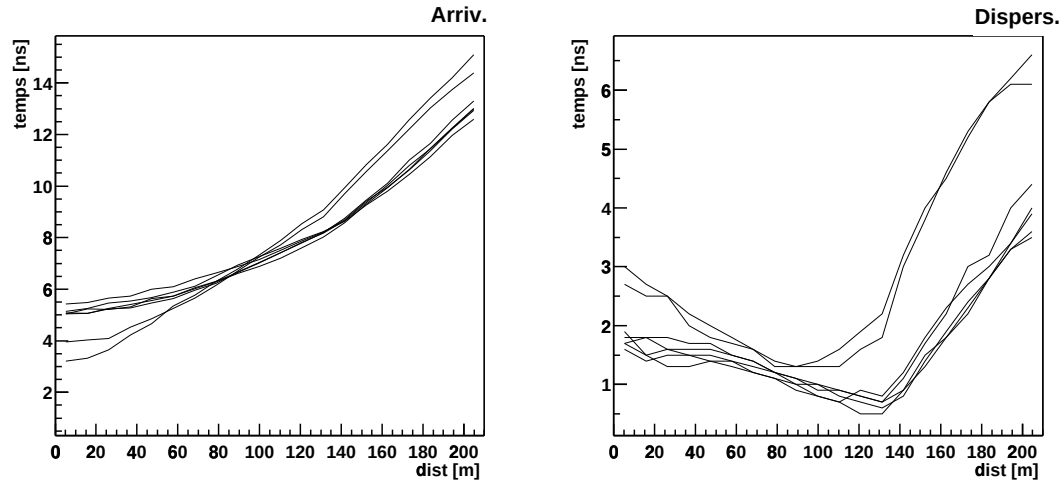


Fig. 1.4 – Analyse de la figure 1.3 pour différentes énergies du gamma primaire (les lignes correspondent aux énergies de 50, 100, 150, 200, 300, 400 et 500 GeV de bas en haut à 200 m) :*à gauche*, la temps moyen d'arrivée en fonction du paramètre d'impact (on voit la variation entre la forme plutôt sphérique et conique du font d'onde) ;*à droite*, l'épaisseur du font d'onde Čerenkov (défini comme l'intervalle contenant 60% de lumière à la distance donnée), qui devient minimale entre 120 m et 140 m de l'axe pour les basses énergies.

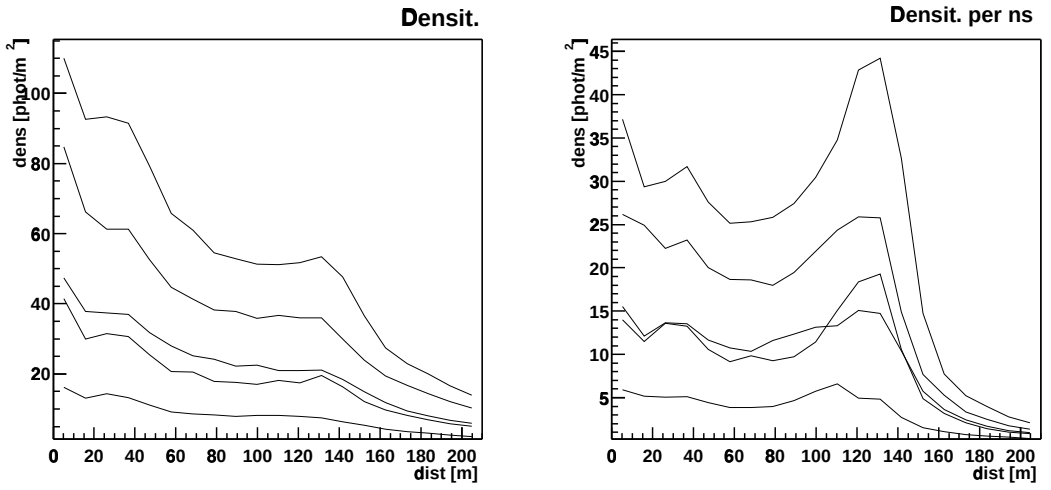


Fig. 1.5 – Densité de lumière Čerenkov (à l'altitude de Thémis) en fonction de distance au pied de gerbe (pour les gamma d'énergies 50, 100, 150, 200 et 300 GeV de bas en haut) La présence d'un anneau est moins prononcée qu'au niveau de la mer.*A droite*, cette distribution divisée par la largeur du front d'onde (de la deuxième figure de1.3), qui donne le nombre de photons Čerenkov par m^2 et ns (correspondant à un échantillonnage du front d'onde à 1 GHz).

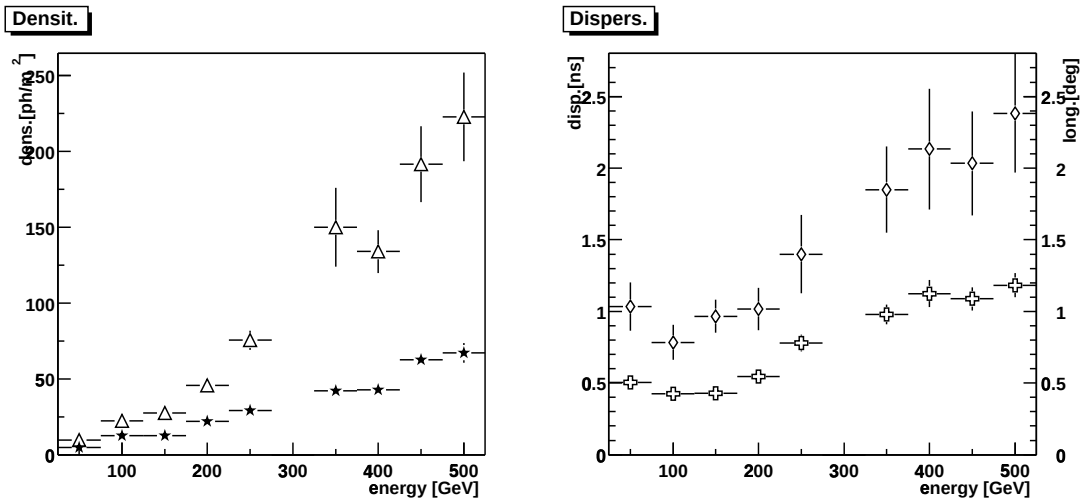


Fig. 1.6 – Le paramètre défini ci-dessous en fonction de l'énergie du gamma primaire : *à gauche* : moyenne de la densité (triangles) et de la densité par nanoseconde (étoiles) à l'intérieur du disque Čerenkov ($10 \sim 130$ m) ; *à droite* : dispersion temporelle (losanges) et angulaire (par rapport à l'axe longitudinal de l'image) des photons Čerenkov moyennée dans la région de l'anneau ($110 \sim 150$ m).

gamma d'énergie au delà d'1 TeV, la forme conique de ce front permet de retrouver la direction de la gerbe à partir de l'information temporelle seule. À basse énergie, où la zone d'émission Čerenkov est relativement restreinte et, en conséquence, la forme du front d'onde plutôt sphérique, l'information temporelle suffit à retrouver la position de cette zone ; pour déterminer son orientation, il est nécessaire d'utiliser la distribution de lumière au sol, dont le centre correspond au point d'impact de la gerbe.

Les centrales solaires, dont l'utilisation pour la technique Čerenkov fut proposée il y a déjà vingt ans [17], constituent une catégorie particulière des échantillonneurs. L'idée initiale de concentrer la lumière provenant des différents endroits du champ dans un seul détecteur conduit à des dispersions temporelles (et donc des temps d'intégration T dans la formule 1.6) très grandes, annulant ainsi l'avantage d'une surface de collection énorme. Dix ans plus tard, Tümay Tümer a revu ce concept pour son projet SOLAR-II en Californie, en ajoutant une optique secondaire qui permet la séparation du signal sur un ensemble de détecteurs.[7] Finalement, l'application de ces idées à la centrale solaire de Thémis par Eric Paré (ancien porte-parole et inventeur du projet CELESTE, tragiquement décédé dans un accident de voiture en 1998) a abouti à la réalisation du premier observatoire Čerenkov de ce type. Avec un petit retard, la collaboration STACEE a construit un détecteur similaire au Nouveau Mexique [14].

L'imagerie des photons Čerenkov dans le plan focal d'un seul télescope, équipé d'une caméra à photomultiplicateurs de petite taille. L'exploitation de la distribution angulaire des photons est une technique relativement récente mais elle a comme première technique terrestre permis de détecter une source de rayons gamma de très haute énergie (l'imageur du Whipple en 1989). L'axe principal de l'image d'une gerbe gamma doit pointer vers la position de la source observée dans le plan focal. Par contre la distance angulaire entre la source et le barycentre de l'image de gerbe, qui dépend du paramètre d'impact de la gerbe et de son énergie, restait difficile à déterminer jusqu'à l'arrivée des caméras à haute résolution (la taille des pixels est de l'ordre de 0.1°), dont le premier exemple a été l'imageur de CAT. Une méthode complémentaire (développée par la collaboration HEGRA aux Canaries) compare l'orientation des images obtenus par plusieurs imageurs : l'intersection des axes principaux donne une estimation très précise de la position de la source. Ce mode d'observation appelée *stéréoscopique* diminue néanmoins la surface effective (la gerbe doit tomber dans la zone commune de détection). Parmi les quatre projets majeurs de cette décennie, trois (VERITAS en Arizona, É.-U., HESS en Namibie et CANGAROO-III en Australie) vont tirer le meilleur partie d'un mariage entre l'observation stéréoscopique et les caméras à pixels très fins. Le quatrième projet appelé MAGIC (installé sur le site de HEGRA) utilisera des matériaux modernes et une optique active pour construire un réflecteur géant de 17 m de diamètre dans le but d'abaisser le seuil (au dessous 50 GeV). Équipé d'une caméra de photodétecteurs hybrides,[8] ce télescope espère atteindre finalement un seuil autour de 20 GeV.

En regardant plus en détail les deux méthodes, il est possible de corriger la condition

[7] L'expérience GRAAL (Almeria, Espagne) a économisé les ressources en utilisant un détecteur par secteur du champ qui contient plusieurs héliostats (voir le paragraphe 4.3.2). Un échantillonnage rapide du signal permet de séparer la contribution des différents héliostats *a posteriori* [26].

[8] Ces photodétecteurs en cours de développement promettent une efficacité quantique supérieure à 50%. Cette augmentation de l'efficacité de détection des photons avec les technologies nouvelles est profitable à tous les types de détecteurs Čerenkov suivant la taille de ces composantes : des photodétecteurs de grandes dimensions, trop lourds pour une caméra compacte, seraient une chance pour les échantillonneurs, par contre, s'il ne sont disponibles qu'en petite taille, l'avantage irait aux imageurs.

1.6, pour laquelle le signal Čerenkov devient discernable du bruit de fond.[9] Dans le cas des imageurs, le champ de vue ω des pixels individuels est forcément inférieur à la taille angulaire ϕ de l'image de la gerbe : chaque pixel n'intègre qu'une fraction ω/ϕ de la lumière émise par la gerbe, qui est collectée par la surface du télescope. Pour la reconstruction de l'image de la gerbe, seuls les pixels touchés contenus dans cette image peuvent être utilisés (en appliquant des méthodes sophistiquées de suppression des fluctuations isolées du bruit du fond), permettant ainsi de réduire le bruit intégré dans la mesure où le champ de vue Ω de la formule 1.6 est remplacé par la taille ϕ de l'image Čerenkov.

Le cas des échantillonneurs est analogue, la mesure précise de la distribution angulaire étant remplacée par la mesure temporelle du signal avec des échantillons δ très courts (p.ex. par une digitisation rapide du signal). Dans l'analyse on n'utilise que les échantillons contenant du signal, le temps d'intégration T est alors effectivement réduit à la vrai durée τ du signal Čerenkov. La valeur de τ est limitée par l'épaisseur de l'onde Čerenkov et par le non-isochronisme de l'optique utilisée pour la collection de la lumière (qui devient important pour les grands miroirs).

Jusqu'ici, nous avons discuté les problèmes de la technique Čerenkov par rapport au bruit de fond du ciel. Avant de finir cette section, il faut regarder les avantages qu'offre cette technique pour rejeter le fond du aux gerbes d'origine hadronique. Contrairement à la détection directe, la capacité de ces gerbes à pénétrer plus loin dans l'atmosphère n'est pas gênante (sauf pour les muons examinés plus loin). La majorité de la lumière Čerenkov provenant des électrons et positons (dont le facteur Lorentz est le plus élevé), les cascades hadroniques sont nettement moins efficaces à produire cette lumière que les cascades électromagnétiques de même énergie. Ce handicap diminue avec l'énergie à cause de la création plus fréquente des sous-gerbes électromagnétiques. Le développement moins régulier d'une cascade hadronique donne un étalement angulaire et temporel des photons Čerenkov plus grand que pour les gerbes électromagnétiques. En conséquence, un système de déclenchement qui favorise des signaux courts et des images compactes permet une réjection hadronique importante.

L'instrument ultime de sélection des événements provenant de rayons gamma (où d'électrons, qui représentent le bruit de fond irréductible) se trouve dans l'analyse des données « hors ligne ». Les imageurs sont ici très performants, les facteurs de réjection allant de 10^2 à 10^4 (pour les observations stéréoscopiques), les méthodes allant de l'application des « *supercuts* » (coupures dans les distributions des paramètres d'images des gerbes, présentées déjà dans [53]) à l'ajustement de modèles analytiques de gerbe (développé pour les caméras de très haute définition). La réponse des échantillonneurs à ce problème (qui sera discuté dans le chapitre 8) doit toujours être considéré plutôt préliminaire car la richesse de l'information contenu dans les profils temporels et latéraux des gerbes est loin d'être épuisée.

[9] Cette condition concerne la limite d'exploitation des données. Les critères concernant le seuil (compris comme le seuil de déclenchement) sont plus difficile à estimer.

Chapitre 2

Sources galactiques

Dans ce chapitre nous décrirons les sites probables d'accélération à l'échelle stellaire. Il s'agit des objets d'un passé violent, quand l'énergie gravitationnelle d'une étoile est libéréedécrites dans l'explosion de supernova – l'enveloppe gazeuse expulsé à grande vitesse et le coeur compact très dense. Même si ces objets sont présents aussi bien dans les autres galaxies (identifies surtout au moment de ses explosions), toutes le sources décrites ci-dessous se trouvent dans notre galaxie, c'est qui justifie le titre de ce chapitre.

2.1 Les restes de supernova

A la fin de la vie d'une étoile, quand son carburant nucléaire est épuisé, la force gravitationnelle commence à dominer sur la pression du gaz et du rayonnement. L'intérieur de l'étoile se contracte jusqu'à une densité de l'ordre $10^6\,\mathrm{g\,cm^{-3}}$, où la gravitation s'équilibre avec la pression du gaz dégénéré des électrons (l'état de la matière dans une naine blanche). En même temps, l'énergie gravitationnelle libérée dans l'effondrement réchauffe les couches extérieures, qui se dilatent. Mais si la masse du noyau restant dépasse la limite de Chandrasekhar, $1.4\,\mathrm{M_\odot}$, la balance ne peut être obtenue et une nouvelle contraction, beaucoup plus violente que la précédente, a lieu. L'étoile est devenu une *supernova* (de type II).

La libération d'une quantité énorme d'énergie disperse (avec des vitesses proches de celle de la lumière) les couches extérieures de l'étoile (dont la masse peut dépasser $10\,\mathrm{M_\odot}$), qui à leur tour expulsent la matière interstellaire environnante. Quand la masse de cette matière expulsée n'est plus négligeable par rapport à celle des éjectas (entre 10^3 et 10^4 ans après l'explosion), l'expansion passe dans une deuxième phase appelée de Sedov : les couches externes, ralenties par l'interaction avec la matière interstellaire, sont rattrapées par les couches internes en créant une « coquille ». La vitesse d'expansion de cette coquille diminue avec le temps comme $t^{-2/5}$. Cette expansion entraîne une onde de choc, qui (comment il sera montré dans le paragraphe suivant) permet une conversion efficace d'énergie cinétique de la matière en expansion en accélération de particules.

On peut estimer (en première approximation) le bilan énergétique de ce processus violent. L'énergie gravitationnelle d'une étoile est déterminée par sa masse M et son rayon R

$$E = \frac{3}{5}\frac{GM^2}{R},$$

pour les valeurs du Soleil on obtient une énergie de $2.3 \times 10^{41}\,\mathrm{J}$. Quand le rayon diminue d'un

facteur 50 (la densité d'une naine blanche), l'énergie gravitationnelle libérée est de l'ordre de 10^{43} J (l'énergie équivalente à l'émission totale du Soleil pendant 10^9 ans). Si l'effondrement continue jusqu'à la densité nucléaire (le diamètre d'une étoile à neutron, décrite dans la section 2.2, étant environ 10 km), cette énergie atteint la valeur gigantesque 10^{46} J.[1]

2.1.1 Accélération dynamique

La version originelle du modèle de Fermi décrit l'accélération d'une particule par des réflexions élastiques sur des nuages connectés aux fluctuations du champ magnétique[2], qui se propagent dans des directions aléatoires avec une vitesse moyenne U (voir fig. 2.1). L'énergie de cette particule augmente parce que les collisions frontales sont un peu plus fréquentes que les collisions dorsales. Mais c'est un effet statistique du deuxième ordre en U – le gain moyen par collision est

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{8}{3}\left(\frac{U}{c}\right)^2. \tag{2.1}$$

Ce modèle peut gagner en efficacité en présence d'une onde du choc fort. Les régions en amont et en aval, qui ont une vitesse V_1 et V_2 respectivement par rapport du choc, semblent se rapprocher mutuellement avec la vitesse $V = V_1 - V_2$. La particule traversant le choc (dans n'importe quel sens) rencontre des nuages dont la vitesse moyenne est orientée vers elle ; le gain d'énergie à chaque traversée du choc est du premier ordre en V

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2}{3}\frac{V}{c}. \tag{2.2}$$

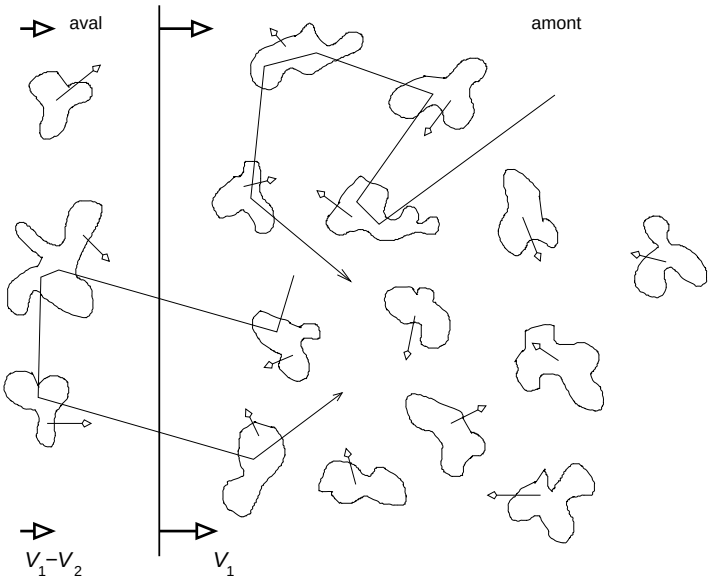


Fig. 2.1 – L'accélération des particules au milieu de fluctuations magnétiques et en présence d'une onde du choc.

[1] On doit constater que même avec cette énergie disponible pour produire la totalité du rayonnement cosmique le processus de conversion en particules accélérées très énergiques doit être assez efficace, entre 10 et 30%.

[2] Les formulations modernes ont remplacé ces fluctuations par les ondes d'Alfvén dans le plasma chaud.

Après plusieurs réflexions la vitesse moyenne des nuages de ce côté du choc (dans le référentiel de la particule) devient de nouveau isotrope. La particule gagne de l'énergie par des traversées successives du choc, beaucoup plus efficacement (de premier ordre en V) que dans le cas précédent en absence de choc. Ce processus s'arrête quand la particule est emportée par la matière en aval (qui s'éloigne du choc avec la vitesse V_2). Si le nombre de particules entraînées par ce flux par unité du temps est nV_2 et le nombre de particules qui traversent l'onde de choc $nc/4$ (pour une distribution isotrope de particules ultra-relativistes $v \approx c$), la probabilité que la particule ne revienne plus près du choc peut être estimée à $P = 4V_2/c$. Le temps d'échappement du site d'accélération est alors $\tau_{esc} = 2\tau_c/P$, où τ_c est le temps moyen d'une traversée du choc. Pour un taux d'accélération

$$\alpha = \frac{\Delta E}{\Delta t\, E} = \frac{2}{3}\frac{V}{c\,\tau_c},$$

on obtient selon la formule 1.1 le spectre sous forme de loi de puissance avec un indice spectral

$$\delta = 1 + \frac{1}{\alpha\tau_{esc}} = 1 + \frac{3}{4}\frac{4V_2}{V} = \frac{r+2}{r-1},$$

où r dénote le rapport des vitesses de la matière en aval et en amont dans le référentiel du choc. La dureté du spectre ne dépend alors que de r. On peut estimer ce rapport à l'aide des lois de la conservation des quantités thermodynamiques à travers le choc ; le résultat montre une simple dépendance en fonction de l'indice adiabatique γ

$$r = \frac{V_1}{V_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}.$$

Dans le cas le plus fréquent d'un plasma, $\gamma = 5/3$, on obtient $r = 2$, qui correspond à l'indice spectral $\delta = 2$.

La présence d'un champ magnétique homogène peut jouer une rôle importante, en fonction de l'angle θ entre les lignes du champ et le front d'onde : on distingue ainsi entre les chocs parallèles ($\theta = 0$), perpendiculaires ($\theta = \pi/2$) et obliques (les cas intermédiaires). Pour un angle θ suffisamment petit la particule chargé suivant la trajectoire courbée revient près de la front d'onde ; si elle passe cette front dans la direction perpendiculaire, la prochaine passage se produit dans le temps de Larmor $t_L = \beta\gamma m/eB\,\cos\theta$. Le temps d'accélération

$$t_{acc} = \frac{E}{\mathrm{d}E/\mathrm{d}t} = \frac{3c}{2V}t_L = \frac{3c}{2V}\frac{\beta\gamma m}{eB\,\cos\theta} \tag{2.3}$$

des particules légères (électrons) dans un champ magnétique intense peut être très court.

2.1.2 Observations

Les restes de supernova sont des objets étendus, dont l'image dans le ciel peut atteindre quelques degrés de diamètre. Leur détection en gamma par les télescopes terrestres est particulièrement difficile à cause de la contamination par le fond hadronique nettement plus important que pour les sources ponctuelles. L'autre problème vient du fait que la distribution des restes de supernova, suivant la distribution des étoiles dans notre galaxie, est concentrée dans la région de l'équateur galactique, où l'intensité du rayonnement gamma diffus est maximal. Leur mauvaise résolution angulaire rend les détecteurs spatiaux plus sensibles à une telle

contamination. La dimension angulaire varie comme $1/d$, tandis que l'intensité d'une source comme $1/d^2$; en conséquence, un télescope donné n'est capable de détecter un tel objet que jusqu'à une certaine distance.

Parmi les restes de supernova proches seulement 5 ont été identifiés par la sonde EGRET (dans la bande entre 10 MeV et 10 GeV) : γ Cygni, IC443, W28, W44 et Monoceros Loop [25], dans l'ordre selon la significativité de détection. Les spectres mesurés pour les sources les plus intenses montrent des indices spectraux proches de la valeur théorique 2 prédite par les processus de Fermi. Mais la résolution angulaire faible ne permet pas exclure la possibilité que le signal vienne (de façon directe ou indirecte) du pulsar présent dans la nébuleuse.

Pour la première preuve directe d'accélération des particules dans les restes de supernova au delà de TeV il a fallu atteindre les résultats des télescopes terrestres : en 1998 la collaboration CANGAROO a annoncé la détection de signal provenant du bord nord-est du reste de supernova SN 1006[58]. Jusqu'à aujourd'hui, deux autres détections ont été confirmées : une par le même groupe dans SNR RX J1713-3946 [45] et la première détection dans l'hémisphère nord (Cassiopeia A) par HEGRA [2].

Les images en radio montrent la présence d'électrons accélérés ; leur émission synchrotron s'étend de la radio aux rayons X. Mais jusqu'à présent on n'a pas trouvé de preuve directe que les restes de supernova sont aussi les sites d'accélération des protons et donc l'origine attendue du rayonnement cosmique. L'émission signalée par EGRET peut bien provenir du bremsstrahlung des électrons dans les régions denses des restes de supernova. La détection de CANGAROO peut être aussi expliquée par un transfert d'énergie des électrons aux photons diffus (le rayonnement cosmologique de 2.7 K) par l'effet Compton inverse. Dans ce cas l'émission des rayons X de SN 1006 détectée par le satellite ASCA [39] correspond aux mêmes électrons (d'énergie de l'ordre de 100 TeV) dans un champ magnétique réaliste $6.6 \pm 2\,\mu$G. Mais pour arriver à de telles énergies dans ces restes assez jeunes (10^3 ans), le champ magnétique dans la zone accélératrice (près de l'onde de choc) devrait être plus fort, entre 10 et $20\,\mu$G.[3] Le deuxième SNR de CANGAROO, supernova RX J1713-3946, coïncide avec une source d'EGRET : le spectre combiné fut récemment [24] interprété comme une seul loi de puissance qui ne peut être expliqué que par la désintégration de π^0, mais d'autres auteurs suggèrent toujours la possibilité d'un modèle purement électronique.

2.2 Pulsars

L'étoiles à neutron représentent la dernière phase de la densification d'une étoile épuisée. Regardons comment ses caractéristiques comme la rotation et le champ magnétique changent pendant l'effondrement. La partie centrale étant très conductrice, le flux magnétique à l'intérieur de l'étoile est conservé (les lignes du champ magnétique *gèlent* comme dans la matière supraconductrice). Cet effet produit une augmentation de l'intensité du champ magnétique à la surface d'un facteur $(R/R_0)^2$, R étant le rayon de l'étoile à neutron (environ 10 km), jusqu'aux valeurs extrêmes $B \approx 10^{12}$ G. La conservation du moment angulaire produit un effet similaire : la vitesse de rotation croit comme

$$\Omega = \Omega_0 \frac{R_0^2}{R^2},$$

[3] Si on veut un modèle basé purement sur les électrons, l'émission doit se produire en dehors de la zone accélératrice, à l'extérieur de la coquille.

pour les paramètres typiques du Soleil $\Omega_0 \approx 10^{-6}$ Hz et $R \approx 10^8$ m nous obtenons $\Omega \approx 100$ Hz pour une étoile à neutron au moment de sa naissance.

Dans ce processus, une partie de l'énergie gravitationnelle est transformée en énergie de rotation

$$E_{rot} = \frac{1}{2} I\Omega^2 = \frac{1}{5} M R^2 \Omega^2 = \frac{1}{5} M \frac{R_0^4}{R^2} \Omega_0^2,$$

qui est environ 10^{44} J, de l'ordre de dix pourcent de l'énergie totale libérée dans l'explosion de la supernova. Nous verrons comment cette énergie est utilisé pour accélérer les particules.

2.2.1 Magnétosphère

La croûte de l'étoile à neutron contient aussi des particules chargées – des noyaux lourds et des électrons. La force de Lorentz $e\,(\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B} = e\,[(\vec{\Omega} \cdot \vec{B})\,\vec{r} - (\vec{r} \cdot \vec{B})\,\vec{\Omega}]$ redistribue les charges jusqu'à l'apparition d'un champ électrique qui compense cette force. Selon le modèle de Goldreich[33], une distribution similaire de charges devrait apparaître dans l'ensemble de la magnétosphère ; les zones chargées positivement (où $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} < 0$) et négativement ($\vec{\Omega} \cdot \vec{B} > 0$) sont séparées par la *surface de neutralité*.

La magnétosphère ne peut rester en corotation rigide avec l'étoile à neutron que jusqu'à une distance $R_L = c/\Omega$ de l'axe de rotation. Au delà de ce *cylindre de lumière* le champ devient radial : les lignes de champ magnétique qui franchissent cette surface ne sont plus fermées et les particules chargés qui se déplacent le long de ces lignes s'échappent de la magnétosphère.

On distingue trois régions marquées sur la fig. 2.2 :

1. zone des *lignes de champ fermées* – les particules chargés de basse énergie ne peuvent quitter cette zone ;
2. zone de *fuite négative* – elle contient les lignes de champ qui croisent le cylindre de lumière dans la région chargée négativement ;
3. zone de *fuite positive* – le reste de la magnétosphère.

L'énergie emportée par la radiation dipolaire et par le vent de particules au delà du cylindre de lumière est extraite de l'énergie de rotation – en première approximation on peut écrire

$$\dot{E}_{rot} = I\Omega\dot{\Omega} \propto -\frac{c}{\mu_0} \left(B \frac{R^3}{R_L^3} \right)^2 4\pi\, R_L^2 = -\frac{4\pi\, c^3}{\mu_0} B^2 \Omega^4 R^6, \tag{2.4}$$

où I est le moment d'inertie de l'étoile (comme la masse des étoiles à neutron varie très peu dans les modèles, on utilise une valeur moyenne $I \approx 6 \cdot 10^{37}$ kg m^2). Le ralentissement du pulsar peut être mesuré avec une très haute précision : les résultats montrent une extrême stabilité de la rotation avec une dérivée première $\dot{\Omega} \propto -\Omega^{3.4}$ plutôt qu'en Ω^3. Le rapport $\dot{P}/P = -\dot{\Omega}/\Omega$ (P désigne la période du pulsar) donne une estimation de l'âge du pulsar : les valeurs varient entre 10^3 et 10^6 ans.[4]

La capacité accélératrice du champ magnétique est annulée par la redistribution des charges dans la magnétosphère. Les modèles d'accélération de particules prédisent alors la création de *cavités* vides de charges par des processus différents. Le potentiel accélérateur dans ces cavités

[4] La précision extraordinaire des mesures temporelles nous permet même d'estimer la distance D du pulsar en mesurant la dispersion des ondes radio de fréquences différentes qui est reliée à la quantité de matière interstellaire électronique entre la source et la terre.

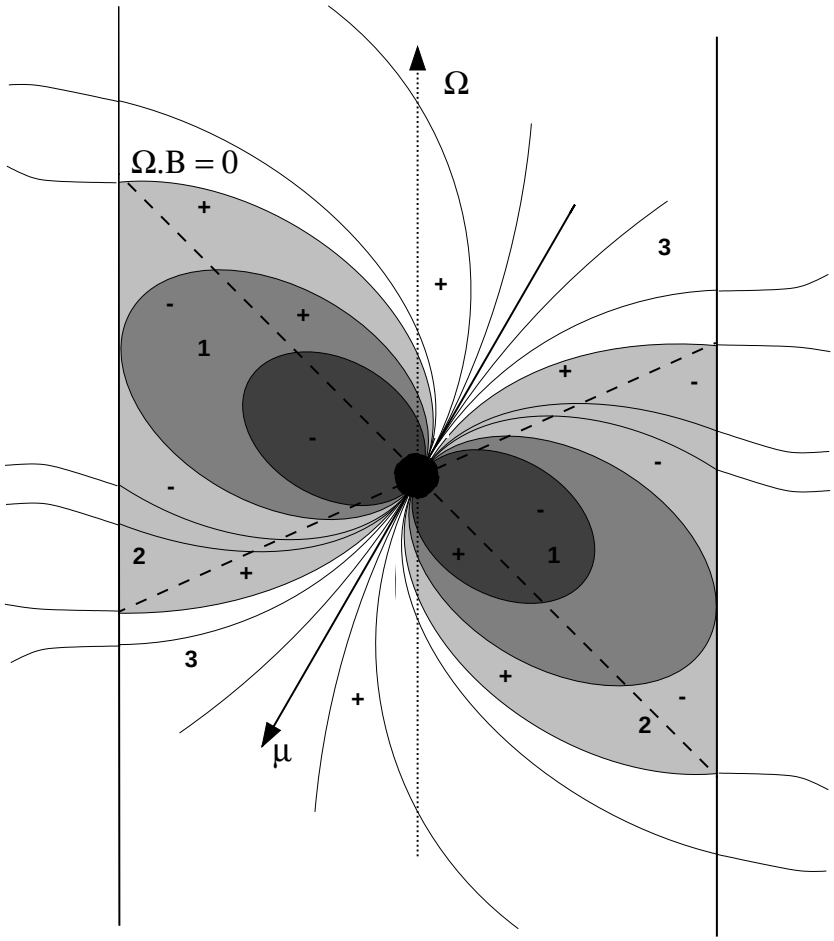


Fig. 2.2 – Modèle de magnétosphère de pulsar. Les signes + et − dénotent les régions chargées positivement ou négativement, deux lignes en tirets correspondant à la surface de neutralité.

peut croître jusqu'à des valeurs de 10^{12} V, au delà desquelles les photons commencent à créer des paires électron-positon.

Deux zones possibles de création de ces cavités ont été proposées :

calotte polaire (*polar cap*, selon [38]) représente la partie de surface qui correspond aux zones « ouvertes » (environ 10° autour de l'axe magnétique). Les modèles récents supposent que cet axe forme un petit angle avec l'axe de rotation (*nearly aligned rotators*). Le fort courant des électrons, entraînés par effet centrifuge dans la zone de fuite négative, est alimenté à partir de la surface de l'étoile (il faut en effet un processus spécial pour arracher les électrons de la surface). Par contre dans la zone voisine (de fuite positive) les sources de charges positives sont limitées et une cavité se forme peu à peu, tandis que la surface, dépeuplée d'électrons, devient chargée positivement.

cavité externe (*outer gap*, selon [15]) se forme entre la surface de neutralité et la dernière ligne de champ fermée dans la zone de fuite négative. Si l'arrachement des électrons de la surface de l'étoile n'est pas suffisant, la région près de la surface de neutralité est appauvrie en charges négatives ; cette cavité s'étend aussi de l'autre côté de la surface de neutralité où les charges positives sont repoussées par la force électrostatique.

2.2.2 Nébuleuse synchrotron

L'interaction de la magnétosphère avec la matière expulsée après l'explosion de la supernova forme dans la partie centrale de la nébuleuse une région spécifique qu'on appelle *plérion* (« plein » en grec), alimentée par le vent des particules accélérées dans le pulsar. Une onde de choc stationnaire est créée à une distance r_s du centre, de l'ordre de 0.1 pc (selon la densité de la matière environnante), à l'endroit où le vent stellaire est arrêté par l'interaction avec les éjectas.

Les particules qui traversent successivement cette onde de choc peuvent atteindre (par le mécanisme de Fermi de premier ordre) des énergies bien au delà des limites d'accélération dans la magnétosphère près du pulsar. Suite à la compression et la décélération du plasma à travers le choc, l'intensité du champ magnétique augmente jusqu'à ce que sa densité d'énergie devienne égale à celle du vent des particules puis elle diminue comme $1/r$. Ce champ provoque l'émission de rayonnement synchrotron des électrons et positons accélérés par l'onde de choc. Pour cela, on appelle cette région aussi la *nébuleuse synchrotron*.[5]

Le spectre synchrotron peut aller jusqu'à 100 MeV pour les champs magnétiques les plus forts. Le rayonnement γ au dessus de cette énergie est produit par l'interaction des électrons et positons avec les photons diffus par l'effet Compton inverse. Il s'agit soit des photons du fond cosmologique, soit du rayonnement synchrotron des mêmes particules (modèle « self-Compton »). La comparaison des spectres synchrotron et Compton inverse nous permet d'estimer l'intensité moyenne du champ magnétique et la densité du vent des particules.

On estime la durée de vie d'une nébuleuse à $10^3 - 10^4$ ans, avant que les éjectas soient dispersés ; la majorité des pulsars est déjà privée d'une telle nébuleuse. La recherche de signal dans la bande du TeV est alors concentrée aux pulsars γ les plus jeunes.

[5] Il n'y a pas d'émission synchrotron importante à l'intérieur (en amont) du choc, parce que les particules chargées se propagent conjointement avec le champ magnétique. Toute information sur cette région (comme par exemple le facteur Lorentz du vent « non-choqué ») où presque toute l'énergie de rotation est transformée en énergie cinétique du vent des particules, doit être basée sur l'observation de son émission Compton.

2.2.3 Observations des pulsars

Le rapport $\dot{E}_{rot}/D^2$ nous donne une estimation relative de l'intensité de l'émission d'un pulsar qu'on peut enregistrer sur terre. Sans surprise, cinq des six pulsars détectés dans la bande 30 MeV – 20 GeV par EGRET se trouvent en haut de la liste des pulsars rangés par cette variable [46]. Les trois sources les plus intenses – celles du Crabe, Vela et Geminga – ont été déjà enregistrées dans les catalogues des premiers satellites *Sas 2* et *Cos B*. EGRET a confirmé la détection de PSR 1706−44, PSR B1055−52 et PSR B1951+32 (qui n'a pas été inclus dans son 3^{eme} catalogue) ; on peut y ajouter les détections marginales de PSR 0656+14 et récemment (une identification pas encore confirmée) PSR B1046−58.

Ces sources ont été identifiées grâce à des contreparties radio par la mis en évidence de l'émission pulsé de la même période. La seule exception est le cas de Geminga, qui est restée une source gamma énigmatique pendant presque vingt ans, car aucun pulsar radio ne correspondait avec la boîte d'erreur donnée par *Cos B*. Elle coïncidait en effet avec une source de rayons X, dont la nature périodique a été finalement découverte en 1992 dans les données du satellite *Rosat*. Connaissant la période il a été facile de trouver aussi le signal pulsé correspondant dans son émission gamma. Une mesure récente de sa parallaxe par le télescope spatial *Hubble* a montré que Geminga est un des pulsars les plus proches situé à la distance de 150 pc.

Il s'agit d'un pulsar « âgé » ($\sim 10^5$ ans) ; il tourne sept fois plus lentement que le Crabe et l'énergie libérée par son ralentissement $\dot{E}_{rot}$ est deux ordres de grandeur inférieure à celle du Crabe.[6] Cependant, son émission gamma mesurée par EGRET au delà de 100 MeV dépasse celle du Crabe (voir fig. 2.3). Faisant la comparaison avec les autres pulsars, on trouve que le facteur de rendement gamma (le rapport entre le flux gamma mesuré entre 100 et 400 MeV et $\dot{E}_{rot}/D^2$) croit (à l'exception du PSR B1951+32) presque proportionnellement avec l'âge caractéristique du pulsar [51]. Nous discuterons ce résultat plus loin.

2.2.4 Observation des plérions

À l'exception des pulsars les plus âgés (B1055−52 et Geminga), la présence d'une nébuleuse synchrotron a été signalée pour la majorité des pulsars mentionnés ci-dessus par l'observation dans la bande des rayons X. Mais l'émission Compton inverse n'a été confirmée que pour trois sources que nous allons décrire avec plus de détails.

La Nébuleuse du Crabe est une des sources les plus intenses du ciel dans tous les domaines due spectre (à l'exception de la bande optique), de la radio jusqu'aux très hautes énergies. Elle résulte d'une de ces quelques rares explosions de supernova qui ont été enregistrées à l'oeil nu dans l'histoire humaine (en 1054 en Chine). Le vent produit par le pulsar central est encore extrêmement fort, de même que son champ magnétique. Les électrons accélérés perdent alors la majorité de leur énergie par émission synchrotron,[7] seulement 1% de cette énergie est converti en γ par Compton inverse. Mais cette émission est suffisante pour en faire la première cible de toutes télescopes terrestres opérant dans la bande GeV–TeV, la « chandelle standard » du ciel γ.

Le spectre synchrotron obtenu par les satellites dans la bande du keV peut être expliqué par le modèle self-Compton avec la valeur du champ magnétique $\bar{B} \sim 0.26$ mG. Par contre,

[6] Il faut pas oublier que les paramètres P et $\dot{P}$ ont été calculés à partir des données dans la bande des rayons X, où la résolution temporelle est moins bonne qu'en radio.

[7] L'imagerie détaillée des rayons X a montrée que l'émission synchrotron est concentrée dans le plan équatorial du pulsar sous la forme d'un tore.

pour bien reproduire les mesures d'EGRET il est nécessaire d'ajouter dans le modèle une composante supplémentaire de photons diffus ; on obtient alors une valeur plus faible de $\bar{B} \sim 0.15\,\mathrm{mG}$ (qui correspond probablement à une région plus étendue de la nébuleuse). Le manque de données dans la bande $10-100\,\mathrm{GeV}$, où est situé le maximum du spectre Compton inverse, est ici particulièrement gênant.

Deuxième source galactique dans la domaine du TeV, la nébuleuse de PSR 1706-44, a été découverte par la collaboration CANGAROO en 1993 ; l'équipe de Durham a confirmé cette détection quatre ans plus tard. Son émission (non-pulsée) en rayons X est très faible et donne une valeur $\bar{B} < 3\,\mu\mathrm{G}$, trop petite pour un plérion. Mais cette émission peut aussi provenir d'une région centrale avec un champ magnétique de l'ordre du $10\,\mu\mathrm{G}$, d'où les électrons s'échappent assez vite pour ne produire que peu de rayonnement synchrotron.

En 1997 un signal venant de la région de Vela a été annoncé par CANGAROO, mais la position rapportée de la source, décalée de 0.13° par rapport à celle du pulsar, correspond à l'endroit de son lieu de naissance. On peut attribuer simplement cette émission aux particules « reliques » accélérées peu après l'explosion de la supernova. Dans ce cas, il ne peut s'agir d'électrons (dont temps de refroidissement par pertes synchrotron est trop court), mais de protons accélérés jusqu'à $20\,\mathrm{TeV}$ et confinés dans cette région par un champ magnétique de l'ordre de $1\,\mathrm{mG}$.

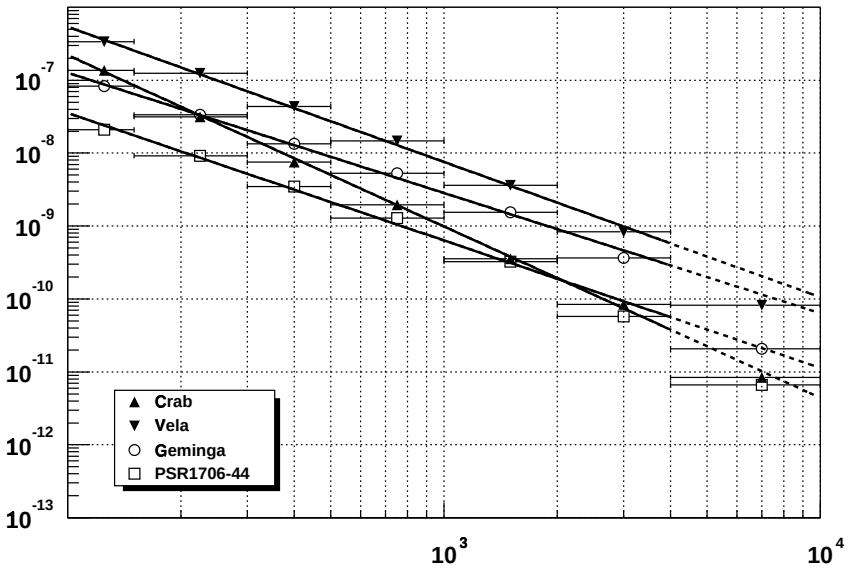


Fig. 2.3 – Spectres des quatre pulsars les plus importants mesurés par EGRET entre $100\,\mathrm{MeV}$ et $10\,\mathrm{GeV}$. Les pentes différentielles estimées dans cette région sont -2.07 ± 0.03 pour Crabe, -1.54 ± 0.01 pour Vela, -1.39 ± 0.02 pour Geminga et -1.56 ± 0.05 pour PSR 1706−44. L'axe horizontal donne l'énergie en GeV, l'axe vertical le flux différentiel des photons par $\mathrm{s\,m^2\,MeV}$.

2.2.5 Spectres

Les spectres des pulsars entre 100 MeV et 1 GeV sont généralement assez durs (voir fig. 2.3), avec un indice spectral différentiel entre 1.4 et 1.8.[8] Au delà de quelques GeV au moins trois spectres montrent un écart à la loi de puissance, plus prononcé pour Geminga que pour les pulsars plus jeunes. Les détecteurs au sol, Whipple et CANGAROO, opérant autour du TeV, n'ont donné que des limites supérieures du signal pulsé ; aucun d'entre eux n'est compatible avec l'extrapolation d'un loi de puissance.

Ce « cut-off » du spectre, prédit par les modèles, pourrait être attribué à deux effets. Le premier est lié à l'atténuation des γ par la création de paires dans le champ magnétique : dans le modèle de calotte polaire (d'après [59]) l'énergie maximale atteint au bord de la calotte (de rayon R_p) peut être exprimée par

$$E_{cut} \approx 2\,\mathrm{GeV}\, P^{1/2}\, B_{12}^{-1} \left(\frac{R_p}{R}\right)^{5/2},$$

où P, R et B sont la période, le rayon de l'étoile et l'intensité du champ magnétique près de sa surface (en 10^{12} G). Pour un champ plus intense, $B_{12} > 10\,(R_p/R)^2$, l'énergie de la coupure ne dépend plus de l'intensité du champ

$$E_{cut} \approx 0.2\,\mathrm{GeV}\, P^{1/2} \left(\frac{R_p}{R}\right)^{5/2}.$$

Parce que l'intensité du champ magnétique diminue avec l'âge du pulsar, cet effet devrait être plus fort pour les pulsars plus jeunes, ce qui est en désaccord avec l'observation. Le second effet vient des limites des accélérateurs dans les modèles : la différence de potentiel dans les cavités accélératrices dépend elle aussi de l'intensité du champ magnétique comme $\Delta\Phi \propto B\Omega^2 \propto \sqrt{\dot{E}_{rot}}$. Pour cette raison la capacité d'accélération diminue en général avec l'âge.

Le modèle de cavité externe prédit une émission qui s'étend à des énergies plus élevées que celles du modèle de calotte polaire. Une détection éventuelle au delà du 20 GeV permettrait distinguer entre ces deux modèles.

Certains auteurs favorisent les pulsars âgés, muets en radio, comme sites préférables pour l'émission de gamma, la contrepartie probable des sources non-identifiées d'EGRET, dont la majorité se trouve près du plan galactique. Les longs temps d'intégration du signal et la faible résolution angulaire des satellites ne permettent pas de retrouver la période d'un signal pulsé à partir des seules données gamma. Les détecteurs au sol devraient être capable d'une détection si leur seuil en énergie s'abaisse suffisamment. Ici on trouve un appel important pour CELESTE, surtout quand il ne sera pas en compétition directe avec les satellites de la nouvelle génération.

2.2.6 Courbes de lumière

Connaissant les *éphémérides* précises (i.e. la période P et les dérivées $\dot{P}$ et $\ddot{P}$) on peut construire la *courbe de lumière*. Les trois pulsars les plus intenses montrent des phasogrammes

[8] Le crabe, avec la valeur 2.07, est une exception. Cela pourrait être expliqué par le fait que la résolution angulaire limité d'EGRET ne permet pas de séparer l'émission du pulsar de celle de la nébuleuse synchrotron environnante. La fraction d'émission non-pulsée (dont l'origine est attribuée à la nébuleuse) diminue progressivement entre 100 MeV et 1 GeV.

très similaires, avec une émission mesurable pendant toute la période. Il a été habituel d'attribuer la composante constante à la nébuleuse environnante comme on le voit dans la bande des rayons X. L'émission du pulsar en X, qui dans ce domaine en énergie peut être distinguée de celle de la nébuleuse, s'arrête pendant une grande partie du cycle (avec habituellement un seul pic sur la courbe de lumière). Cette explication est satisfaisante pour le Crabe, mais pas pour Geminga, qui est trop vieux pour avoir une nébuleuse importante. Il n'est pas exclu que le pulsar même produise aussi une composante non-pulsée ; l'extraction des spectres correspondants aux différentes phases devrait permettre de mieux répondre à cette question [12].

Les modèles d'émission devraient être aussi capables de reproduire les courbes de lumière observées. Dans le modèle de la cavité externe les deux pics correspondent aux zones dans la magnétosphère, tandis que dans le modèle modifié de la calotte polaire ce profil peut être expliqué par l'émission concentrée au bord de la calotte qui tourne autour de l'axe de rotation.

Chapitre 3

Sources extragalactiques

Suivant les arguments présentés au premier chapitre, l'origine du rayonnement cosmique au delà du 10^{15} eV se trouve très probablement en dehors de notre Galaxie. À l'échelle de galaxies entières on espère trouver des sites d'accélération beaucoup plus puissants qu'à l'échelle stellaire. En effet, certaines galaxies à des distances cosmologiques (qui reflètent les premières étapes de l'Univers) hébergent des noyaux d'une activité extraordinaire qui peut dépasser la puissance de la galaxie entière. Bien que ces noyaux actifs (où AGN selon *active galactic nuclei*) – caractérisés en général par des raies d'émission très intenses – ne soient observés que dans environ 1% des galaxies, il est probable qu'une partie plus importante de la population actuelle des galaxies contienne un tel noyau déjà éteint.

3.1 Noyaux actifs de galaxie

Le premier classement des galaxies actives est lié aux études (menées par Seyfert dans les années 40) des raies d'émission dans les spectres d'une catégorie de galaxies spirales. Dans certains cas ces raies sont élargies par l'effet Doppler suite au mouvement de la matière émettrice. Les galaxies dont les spectres contiennent des *raies larges* (définies comme celles dont la largeur correspond à une vitesse supérieure à $1000\,\mathrm{km\,s^{-1}}$) ont été ultérieurement désignées comme type 1 de Seyfert, les autres, ne présentant que des *raies* d'émission *fines*, comme type Seyfert 2. Mais il existe aussi le cas de galaxies situées entre ces deux catégories, possédant une quantité moins importante de raies larges, appelées simplement Seyfert 1.2, Seyfert 1.5 etc. Il semble alors que cette caractéristique dépende d'un paramètre continu décrivant le modèle commun.

Une autre division, en plus de la précédente, est liée au développement de l'astronomie radio dans les années 60. Une amélioration de la résolution des radio-télescopes a permis de créer les premiers catalogues et de commencer la recherche des contreparties optiques dans ceux-ci. Les sources les plus énigmatiques étaient des objets ressemblant aux étoiles mais présentant les raies d'émission larges comme les galaxies Seyfert 1 et surtout un décalage vers le rouge élevé. L'hypothèse de l'origine cosmologique de ce décalage s'est imposé montrant l'intensité gigantesque d'émission de ces sources qui éclipse l'émission de la galaxie hôte entière. Les observations suivantes ont montré que ces objets appelés *quasars* (pour *quasi stellar radio sources*, sources radio quasi stellaires) ont aussi des frères muets en radio. Dans la totalité des galaxies actives environ 10% sont intenses en radio (celles dont le rapport entre la luminosité radio et luminosité optique $L_r/L_{opt} > 10$). Il semble que cette division a un fondement phy-

sique, c'est à dire qu'il existe vraiment deux catégories distinctes de galaxies. L'émission radio est probablement liée à la présence de jets géants qui partent du noyau le long de son axe de rotation.

Une meilleure cartographie de l'émission radio obtenue dans le cas des radio-galaxies aux raies fines (NLRG, *narrow line radio galaxies*) a permis une division de cette catégorie en deux groupes : les galaxies dont l'émission radio provient surtout de la région centrale (appelés type 1 de Fanaroff-Railey, ou FR 1) et celles où les parties lointaines des jets (les « lobes ») sont les sources dominantes (FR 2). Ces dernières n'ont souvent qu'un seul jet ou l'émission des jets est très asymétrique, mais la luminosité totale est plus élevée que celle des galaxies du premier type. La morphologie des galaxies hôtes est elliptique.

Parmi les quasars, qui font partie des radio-galaxies aux raies larges (BLRG, *broad line radio galaxies*), on fait une distinction basée sur le spectre radio : ceux dont la pente à la fréquence 1 GHz est supérieure à 0.5 sont classés comme SSRQ (*steep spectrum radio quasars*), ceux avec le spectre plus plat comme FSRQ (*flat spectrum radio quasars*). L'aplatissement du spectre peut provenir de l'auto-absorption du spectre synchrotron (voir la section A.1) observé à travers une quantité importante de matière, par exemple le long du jet, ou si l'émission a lieu dans la région centrale très dense.

Il existe une catégorie supplémentaire de radio-galaxies dont le spectre contient une forte composante non-thermique et seulement de faibles raies d'émission. Ces sources sont appelés BL Lacs ou Lacertides, selon son prototype dans la constellation du Lézard, considéré jadis comme une étoile variable. Les autres caractéristiques de ces objets ressemblent beaucoup à celles d'une partie des FSRQs, aussi désignés comme HPQ (*highly polarised quasars*, quasars fortement polarisés) à cause d'une polarisation importante dans la bande optique (entre 3 et 30%), ou OVV (*optical violent variables*, sources violemment variables en optique) à cause de leur forte variabilité. C'est aussi la raison de l'appellation commune de ces objets comme *blazars* (à partir de « *blazing quasars* », les quasars flambants).

3.1.1 Accrétion

Au cours d'une accrétion stable sous forme de disque la matière accrétante suit des trajectoires circulaires quasi stationnaires, où la vitesse à la distance R du centre est presque képlerienne $v = \sqrt{MG/R}$. Parce que la vitesse angulaire $\omega = v/R$ n'est pas constante, les forces de la friction apparaissent entre les bandes voisines du disque – il en résulte un échauffement intense de la matière et une émission thermique intense.[1] La matière qui transforme de cette façon son énergie gravitationnelle en rayonnement, descend à des orbites de plus en plus basses jusqu'au rayon interne R_i du disque. Selon le théorème du viriel la moitié de l'énergie gravitationnelle est gardée sous la forme d'énergie cinétique E_c, la partie libérée pendant la descente est alors égale à

$$E_r = \frac{mMG}{2R_i} = E_c.$$

S'il s'agit de l'accrétion sur un objet avec une surface solide, comme une naine blanche ou une étoile à neutrons, l'énergie cinétique restante est libérée au moment du contact avec cette surface ; dans ce cas l'émission de la partie centrale est égale à l'émission du disque entier. Si l'objet central est un trou noir, le rayon R_i est limité par la dernière orbite stable dont le

[1] Dans certains cas d'accrétion très intense, les forces de friction ne sont pas suffisantes pour convertir l'énergie cinétique en radiation – on emploie dans les modèles par exemple l'interaction des turbulences du champ magnétique.

rayon vaut $R_d = 3R_s = 6GM/c^2$, au-dessous de laquelle l'accrétion stable n'est plus possible et la matière tombe dans le trou noir sans avoir le temps de libérer son énergie cinétique. Dans ce cas, l'énergie totale émise sous la forme de radiation est

$$E = \frac{mMG}{6R_s} = \frac{1}{12}mc^2,$$

c'est environ 8% de l'énergie de masse de la matière accrétée. Cette valeur est environ 10 fois supérieure à l'efficacité des réactions nucléaires au sein des étoiles. Comme dans le cas des explosions de supernova, une extraction d'énergie gravitationnelle semble d'être le seul processus qui offre une source suffisante d'énergie.

Dans le cas d'un trou noir en rotation la relativité générale prédit la possibilité d'accélérer de la matière qui entre et ressort de la zone appelée *ergosphére* ; par ce processus il est possible d'extraire jusqu'au 29% de l'énergie de rotation du trou noir (qui est comparable à son énergie de masse comme dans le cas des pulsars).

La pression de radiation causée par l'intensité élevée de l'émission thermique agit contre l'accrétion. Dans le cas de d'une accrétion isotrope (de symétrie sphérique) il existe une luminosité limite pour laquelle la force gravitationnelle et la pression de radiation sont en équilibre. Cette luminosité appelée d'Eddington est calculée à partir de la section efficace de Thompson σ_T pour la diffusion du rayonnement sur les électrons comme le processus dominant. Pour l'état d'équilibre on obtient

$$\frac{L_{Edd}}{4\pi\, R^2 c}\sigma_T = \frac{GM}{R^2}m_p,$$

où m_p est la masse de proton (supposant une liaison suffisante entre les électrons et protons dans la matière accrétante). Pour une masse de $M = 10^8 M_\odot$ cette luminosité est de l'ordre $10^{12} L_\odot$, bien plus que l'émission totale d'une galaxie typique. Le taux limite d'accrétion (sur un trou noir), donné par l'expression

$$\frac{\Delta m_{Edd}}{\Delta t} = \frac{12\, L_{Edd}}{c^2} = \frac{48\pi\, GMm_p}{\sigma_T\, c},$$

peut être dépassé dans le cas d'une accrétion anisotrope, un exemple étant les disques d'accrétion. Mais pour les paramètres donnés ci-dessus d'un trou noir ultra-massif le taux d'accrétion Eddington est déjà de l'ordre d'une masse solaire par an, c'est ce qui limite la vie d'une telle source à quelques centaines de millions d'années.

3.1.2 Le modèle standard

La zoologie complexe des noyaux actifs de galaxie peut être unifiée en un seul modèle où les différences observables sont expliquées par la valeur de l'angle entre l'axe de rotation et la direction de l'observateur. Ce modèle (voir le fig. 3.1) est composé des parties suivantes :

trou noir ultra-massif : Une masse de l'ordre $10^8\,\mathrm{M}_\odot$ correspond à un rayon d'horizon 10^{-5} pc ; il est intéressant de noter que la densité moyenne d'un trou noir d'une telle masse n'est que de 30% supérieure à celle du Soleil –des étoiles entières peuvent probablement franchir l'horizon sans être déchirées par les forces de marée.

disque d'accrétion : L'émission thermique de la matière chauffée à des températures entre 10^4 K (le bord extérieur de rayon 0.1 pc) et 10^5 K (le bord intérieur de rayon 10^{-3} pc) s'étend de la bande optique jusqu'aux rayons X mous ; sa présence, conçu

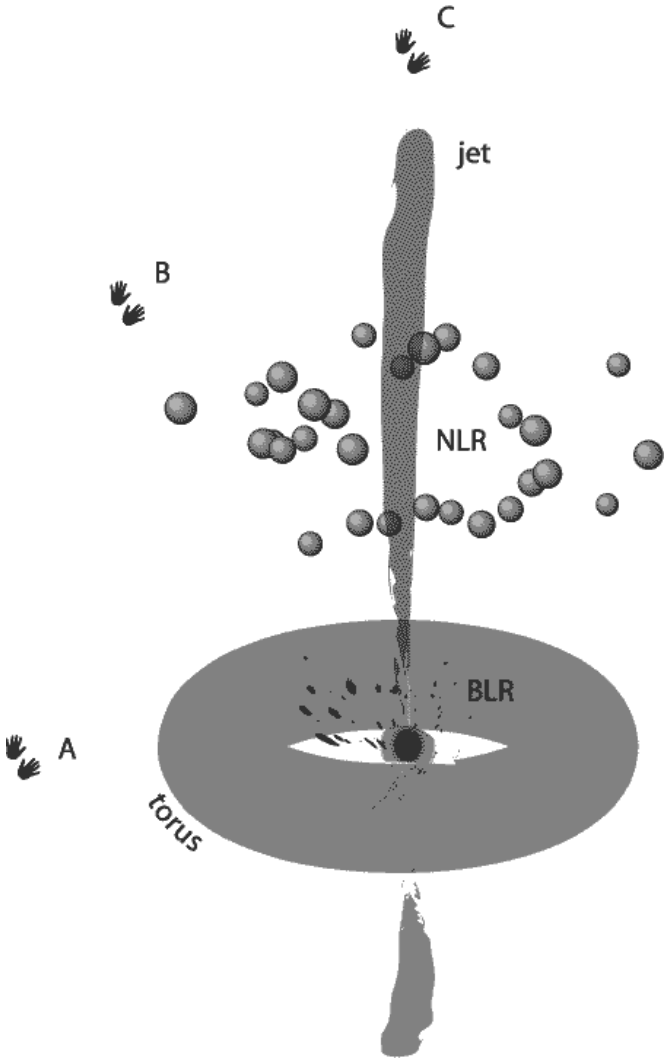


Fig. 3.1 – Vue générale du modèle d'un noyau actif : à plus grande échelle on montre le trou noir central entouré d'une région de nuages aux raies larges (BLR) et d'un tore de poussière. Le jet qui sort du noyau (jusqu'à une distance beaucoup plus grande que le montre cette échelle) passe par la zone des raies fines (NLR). Les icônes marquées A, B et C désignent des observateurs différents (voir le par. 3.1.3).

pour expliquer le *big blue bump*, une bosse observée dans la partie bleue du spectre optique de certains AGNs, aide aussi à former le champ magnétique collimé, essentiel pour la création des jets.

Le taux d'accrétion élevé donne un accroissement de l'épaisseur du disque. Le rayonnement émis par les parties intérieures du disque ne peut plus sortir facilement et sa pression gonfle le disque en forme toroïdale. La création d'un tel tore dans la partie centrale du disque d'accrétion est une bonne chose pour les modèles parce qu'elle conduit à une collimation naturelle de l'émission provenant de l'intérieur du disque le long de l'axe de rotation, mais elle engendre aussi des problèmes graves à cause de l'instabilité intrinsèque de ce tore.

zone des raies larges : Une halo sphérique qui s'étend à 1 pc du centre peut contenir jusqu'à $10^4\,\mathrm{M}_\odot$ de gaz ionisé ; la matière chauffée par l'objet central est responsable de l'émission des raies larges. La distribution de cette matière ne peut pas être uniforme parce qu'une grande partie de l'émission provenant du centre ne subit aucune absorption dans ce gaz. Le *facteur de couverture*, qui est la fraction du ciel vue du centre et couverte par la matière environnante, est estimée à environ 10%. Le gaz devrait être concentré dans les nuages qui orbitent autour du trou noir avec des vitesses allant de $2 \times 10^{-2}\,c$ à $10^{-1}\,c$ (elles diminuent avec la distance au centre).

zone des raies fines : À des distances entre 10 et 100 pc du centre on trouve des nuages qui se déplacent beaucoup plus lentement, mais qui montrent aussi une photo-ionisation importante (et donc des raies d'émission intenses). Dans les parties extérieures cette ionisation devrait être attribuée plutôt aux étoiles locales de type OB qu'à l'émission du moteur central.

tore de poussière : La composante essentielle pour l'unification des différents types d'AGNs. Il cache l'émission provenant du disque d'accrétion et les nuages des raies larges aux observateurs qui se trouvent à grande distance angulaire de l'axe de symétrie.

jets radio : Un courant de particules relativistes, surtout d'électrons, est à l'origine de l'émission radio qui provient du rayonnement synchrotron dans le champ magnétique qui assure la collimation de ce jet. Le faisceau a pour origine une région très compacte (souvent non-résolue dans les images radio) et il se termine dans des lobes à des distances du noyau pouvant aller jusqu'à quelques megaparsec, formant ainsi l'objet continu le plus étendu dans l'Univers.

L'émission du rayonnement gamma est elle aussi liée à la présence des jets. La preuve la plus importante vient de la haute variabilité de cette émission, dont la rapidité augmente avec l'énergie ; le temps typique allant du jour à la semaine dans la bande des rayons X est inférieur à un jour pour les observations dans la bande du TeV. Ceci correspond à la notion que l'énergie des particules diminue avec la distance à l'engin centrale (la variation corrélée dans le temps Δt donne la limite à la taille de zone d'émission $R < c\Delta t$). Mais le fait que la grande partie de l'émission gamma d'une AGN se produit dans une région très restreinte (de la taille du système solaire) introduit d'autres problèmes. La majorité des rayons gamma devrait être absorbée par le processus de création de paires si l'épaisseur optique $\tau_{\gamma\gamma}$ dépasse l'unité ; on peut exprimer cette condition par le « paramètre de compacité » (*compactness parameter*, introduit par [54])

$$l = \frac{\sigma_T\, L}{4\pi R\, m_e c^3} \gg 1,$$

où L est la luminosité des photons diffus d'énergie voisine du maximum de la section efficace pour la création des paires $(2m_ec^2)^2/E$ (selon un calcul plus détaillé $\tau_{\gamma\gamma} \approx l/60.$). Les gamma d'énergie $E = 100\,\mathrm{GeV}$ interagissant de préférence avec les photons infrarouges, la densité estimée de ces photons donne une valeur l de l'ordre de 10^4, qui rend les rayons gamma incapables de quitter la source sans être absorbés.

La situation devient beaucoup plus favorable dans les modèles où la zone d'émission, associée à un jet de particules, est en mouvement vers l'observateur avec une vitesse proche de la célérité de la lumière. Non seulement le temps de variation réel est dilaté par rapport au temps observé par le facteur Doppler

$$D = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta\,\cos\theta}, \tag{3.1}$$

où θ est l'angle entre la direction du jet et la direction vers l'observateur, mais aussi le maximum de l'absorption est décalé vers l'énergie des photons ambiants $D^2(2m_ec^2)^2/E$. Si α est l'indice spectral de ces photons dans la région concernée, le décalage correspond à la diminution de la luminosité L par le facteur $D^{-3-\alpha}$. Avec ces corrections nous obtenons $l < 1$ pour une valeur réaliste $D = 10$.

Si le jet est orienté directement vers l'observateur, l'angle θ correspond à l'ouverture du jet, qui peut être approximé par la valeur $1/\Gamma = \sqrt{1-\beta^2}$: dans ce cas $D = \Gamma$.

3.1.3 Unification

Selon le modèle décrit ci-dessus, l'image d'une galaxie active dépend fortement de la direction de visée. Si la ligne de visée est proche du plan du disque d'accrétion (en direction du point A sur la fig. 3.1), l'observateur ne voit que le tore de poussière et les nuages aux raies étroites (et le jet radio s'il est présent) – on obtient ainsi l'image de la galaxie type Seyfert 2 ou bien NLRG. Cette image se change en type Seyfert 1 ou BLRG en s'approchant de l'axe de symétrie (observateur au point B). Le cas extrême quand le jet est orienté vers l'observateur (point C) correspond à la catégorie des blazars ; l'émission continue du jet domine sur celui des raies d'émission qui apparaissent faibles. En absence de jet (cas des quasars muets en radio) aussi bien que dans les FSRQ on reconnaît, dans le spectre continu, le *big blue bump* provenant du disque d'accrétion, ; ce phénomène n'est plus visible dans le cas des BL Lacs, qui présentent un alignement presque parfait du jet vers l'observateur.

Tous les blazars figurent dans les catalogues des sources radio, les FSRQs étant en général des sources plus fortes (du point de vue de l'émission radio et l'émission totale) que les BL Lacs. La comparaison avec les mesures des premiers satellites opérant dans la bande des rayons X a montré que les objets dominants parmi les BL Lacs sur les listes de sources X n'ont qu'une émission radio faible et, de l'autre côté, les Lacertides fortes en radio sont peu actives en X. L'habitude a été prise de distinguer entre le type RBL (les BL Lacs sélectionnés par les observations radio) et type XBL, mais aujourd'hui on parle plutôt des LBL (*low energy* BL Lacs) et HBL (*high energy* BL Lacs), ou bien de *blazars rouges* et de *blazars bleus*. Par ces appellations on reconnaît le fait (confirmé par des recherches plus sensibles) que ces deux catégories ne sont que les cas extrêmes d'une distribution continue de blazars (quand le maximum d'émission d'un AGN tombe dans la bande d'opération des détecteurs radio ou X). La limite ancienne entre RBLs et XBLs correspond à la condition

$$\log\left(\frac{F_{5\,\mathrm{GHz}}}{F_{1\,\mathrm{keV}}}\right) > 5.8.$$

La luminosité bolométrique des HBLs est inférieure à celle des LBLs.[2] Le spectre mesuré entre la bande radio et X montre un seul maximum large, dont la position bouge du domaine infrarouge ($10^{13} - 10^{14}$ Hz) pour les RBLs jusqu'à la région des rayons X mous ($2 - 10$ keV) pour les XBLs extrêmes. Ce déplacement qui dépasse 4 ordres de grandeur ne peut pas être expliqué par un simple changement d'orientation du jet par rapport à l'observateur : il s'agit de la variation d'une propriété physique du jet ou de la matière environnante, comme il sera détaillé dans le paragraphe suivant.

Une autre bosse apparaît dans la région des hautes énergies, culminant entre le MeV et la dizaine de GeV. L'extraction d'un spectre et surtout de sa courbure étant une tache délicate dans ce domaine, la position de son maximum ne peut être estimée avec une précision suffisante, mais en gros on trouve que le rapport entre les fréquences correspondants au maxima des deux bosses ν_γ/ν_X est similaire pour toutes les catégories de blazars : les HBLs, LBLs et FSRQs. La classification des blazars selon leur émission de basse énergie nous donne alors une indication claire sur la possibilité de leur détection dans le domaine des rayons gamma.

3.1.4 Modèles d'émission

Pour les raisons présentées à la fin du paragraphe 3.1.2, l'émission du rayonnement gamma de haute énergie doit se produire dans un environnement qui se déplace vers l'observateur avec un facteur Lorentz $\Gamma \gg 1$. On parle d'une boule (*blob* en anglais) de plasma qui contient des électrons relativistes en mouvement thermique par rapport à cette boule avec un facteur de Lorentz moyen γ_e. La composante non-thermique du spectre de basse énergie (au dessous de 500 keV) est attribuée à l'émission synchrotron de ces électrons dans le champ magnétique B (au repos dans le référentiel de la boule). Par contre, l'origine de l'émission de haute énergie est encore le sujet de discussions, la division majeure étant entre l'hypothèse leptonique et hadronique.

3.1.4.1 Hypothèse leptonique

Les modèles purement **leptoniques**, préférés par une grande partie des astrophysiciens, lient la production des rayons gamma à la diffusion Compton inverse des photons par les électrons présents dans le jet.

Comme dans le cas d'une nébuleuse synchrotron, on peut d'abord considérer le processus dit *self-synchrotron*, la diffusion des photons produits par les mêmes électrons dans le champ magnétique d'intensité B (mesurée dans le repère du jet). Le spectre Compton observé a un maximum autour de l'énergie (exprimée en unités $m_e c^2$)

$$\langle \varepsilon_{ssc} \rangle \approx \left\langle \varepsilon'_{sy} \right\rangle D\, \gamma_e^2 \approx \frac{B}{B_{cr}} D\, \gamma_e^4,$$

où nous avons utilisé les formules A.1 et A.5. Ici γ_e est le facteur Lorentz des électrons dans le référentiel du jet, le facteur Doppler D correspond au décalage vers le bleu des photons donné par le mouvement du jet et $\left\langle \varepsilon'_{sy} \right\rangle$ est l'énergie critique (correspondant à la fréquence critique) de l'émission synchrotron dans le repère du jet (exprimé comme toutes les autres énergies de cette section en unités mc^2) ; dans le spectre observé, le maximum du pic synchrotron est

[2] Les nouvelles recherches de blazars ont mis à jour une catégorie de FSRQs dont les luminosité bolométrique et radio sont proches de celles des LBLs, mais qui montrent une émission X importante : on parle de *quasars bleus*.

$\langle \varepsilon_{sy} \rangle = D \left\langle \varepsilon'_{sy} \right\rangle$. La densité de photons synchrotron est liée à la densité du champ magnétique $u'_B = B^2/8\pi$

$$u'_{sy} = u'_B \, \tau_T \, \gamma_e^2,$$

où $\tau_T = n_e R'_B \sigma_T$ est la profondeur Thompson de la boule.

A l'extérieur du jet, la source dominante de photons cibles est le *disque d'accrétion*, dont la densité dans le référentiel du jet est

$$u'_d \approx \frac{L_d}{4\pi \, z^2 \, c\Gamma^2},$$

où L_d est la luminosité du disque et z la distance de la région d'émission au plan du disque. Le spectre de son émission est relativement étroit (placé dans la bande optique et ultra-violette, entre 10^{14} Hz et 10^{16} Hz), l'énergie moyenne $\langle \varepsilon_d \rangle$ étant autour 5 eV.[3]

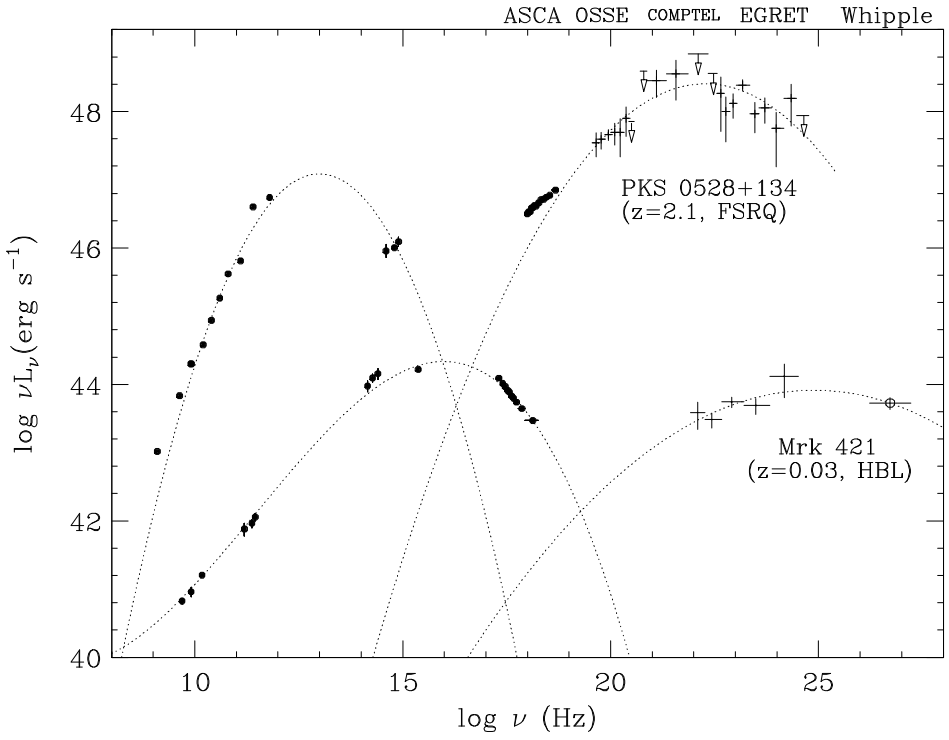


Fig. 3.2 – Comparaison du spectre d'émission du quasar PKS 0528+134 (avec le pic Compton dominant dû à la diffusion des photons externes) et de Mrk421 dont l'émission, poussée vers les énergies plus élevés, est divisée de manière égale entre les deux pics. A partir de [57].

La composition du spectre final décrite ci-dessus nous permet d'expliquer la transition continue entre les catégories des blazars, des FSRQs aux HBLs, par la variation de la densité des photons externes u_d. L'augmentation de u_d donne une émission beaucoup plus intense dans la région gamma mais aussi un refroidissement plus important des électrons dans le jet. Des formules analogues pour les pertes par le rayonnement synchrotron (A.2) et par la diffusion

[3] Mais ces photons interagissent avec les particules dans le jet sous un petit angle θ (défini en annexe A.3); l'énergie moyenne des photons finals est donc réduite par le facteur Γ.

Compton (A.6) donnent une expression simple pour le taux total de refroidissement

$$\dot{\gamma}_{rad} = -\frac{4}{3}\, c\, \sigma_T\, \gamma^2\, u,$$

où u comprend les sources liées au champ magnétique (u_B et $\underline{u_{sy}}$, ev. u_{rsc}) et aux photons externes u_d. Si $\dot{\gamma}_{rad}$ est en équilibre avec le taux d'accélération $\dot{\gamma}_{acc}$ (qui ne change pas trop fortement avec l'énergie) le facteur Lorentz moyen des électrons dépend de la densité u comme

$$\gamma_e \propto \sqrt{\dot{\gamma}_{acc}/u}.$$

Les modèles leptoniques sont traditionnellement divisés en classes SSC (en absence de photons externes) et EC (*external Compton*, où u_d domine sur $\underline{u_{sy}}$ et u_{rsc}). Selon la formule précédente, une baisse de la densité u_d des photons externes déplace les pics des bandes X et γ vers plus haute énergies : les blazars de type HBL sont alors le mieux expliqués par le modèle SSC pur.

La figure 3.2 illustre cette hypothèse pour deux cas extrêmes : le spectre du blazar Mrk421 de type HBL a une composition nettement différente de celui du quasar PKS 0528+134. Une étude plus complète, décrite dans [28], compare les paramètres de fit du modèle SSC (7 paramètres) et EC (2 paramètres supplémentaires) appliqué aux spectres des 51 blazars détectés en γ. La distribution de ces paramètres ne laisse aucune doute sur la continuité entre les HBLs et LBLs ; les valeurs typiques sont données dans le tableau suivant :

fit	*SSC*	*EC*
$\log D$	$1 \sim 1.4$	
$\log \gamma_e$	$3.5 \sim 5$	$2 \sim 4$
$\log B$ [G]	$-2 \sim 0$	$-0.5 \sim 1$

Le pic gamma dominant dans les spectres de certains blazars est la preuve d'une émission Compton intense, qui fait de ces objets des sources brillantes dans la bande MeV−GeV mais qui n'atteignent pas des valeurs de γ_e suffisantes pour une émission observable par les télescopes terrestres au delà de 100 GeV. Les meilleurs candidats pour la détection gamma au sol sont paradoxalement les objets dont l'émission gamma est moins importante que celle dans la bande des rayons X.[4]

3.1.4.2 Hypothèse hadronique

Tout au début de ce chapitre nous avons souligné l'intérêt que présentent les sources extragalactiques comme sites d'accélération de particules d'énergie extrême. Dans les parties internes du jet près du noyau l'intensité du champ magnétique peut monter jusqu'à 100 G. L'énergie maximale qu'une particule peut atteindre dans un tel champ dépend de la relation entre les pertes par refroidissement ou échappement et le taux d'accélération (d'après [4])

$$t_{acc} = \frac{1}{\eta(E)}\frac{r_g}{c} = \frac{1}{\eta(E)}\frac{E}{ec^2\, B_\perp},$$

[4] Pour un γ_e élevé le processus de la diffusion Compton passe au régime Klein-Nishina où la section efficace (et l'intensité de l'émission gamma) diminue.

où le facteur $\eta(E)$ représente le gain relatif en énergie pour chaque gyration (ce facteur $\eta < 1$ reste relativement incertain dans les modèles ; on suppose une valeur de l'ordre de 0.1 dans le cas d'accélération par chocs diffus).

La limitation qui vient du taux d'échappement dépend de la taille R de la zone accélératrice : pour une zone restreinte à $R = 10^{-3}$ pc nous obtenons une estimation de l'énergie maximale[5] $E_m < ec\eta\, RB \approx 10^{19}$ eV. Cette valeur peut encore augmenter grâce au mouvement relativiste de la zone accélératrice vers l'observateur par le facteur Lorentz du jet Γ.

Dans un champ aussi intense le refroidissement est dominé par les pertes synchrotron (beaucoup plus importantes pour les électrons que pour les protons). La comparaison du t_{acc} avec le temps exprimé par A.3 donne la condition

$$E_m < \frac{3}{2}\sqrt{\frac{\eta}{e^3 B}}m^2c^4 = E_0\sqrt{\eta\frac{1\,\mathrm{G}}{B}}, \tag{3.2}$$

où $E_0 = 1.8 \times 10^{20}$ eV pour les protons et 5.3×10^{13} eV pour les électrons.

Évidemment, les modèles purement leptoniques ne sont pas capables de produire le spectre observé des rayons γ dans un tel champ magnétique. L'émission γ par diffusion Compton étant très réduite (sa contribution relative décroît comme B^{-2}), le spectre électromagnétique de haute énergie est dominé par l'émission synchrotron. La position du pic synchrotron se déplace avec B vers les hautes énergies, mais le maximum dans le spectre des électrons donné par 3.2 donne une coupure dans le spectre synchrotron à l'énergie $\varepsilon_0 = 9mc^2/4\alpha_f\,\eta\delta = \eta\delta\, 160\,\mathrm{MeV}$.

Pour les protons cette coupure se produit à $\eta\delta\, 300\,\mathrm{GeV}$: l'émission synchrotron des protons peut alors être responsable pour une fraction du spectre γ dans la bande GeV−TeV. En plus la forme de ce spectre ne dépend pas du champ magnétique et reste invariable au cours de l'évolution de la zone d'émission (l'expansion du *blob*) ; le flux γ peut alors varier de plus d'un ordre de grandeur. Ce comportement rend ce modèle intéressant parce qu'il correspond bien aux observations des blazars en état de flambée.

Le spectre γ au delà du TeV ne peut être expliqué par l'émission synchrotron des particules primaires (si accélérées dans la même région, c. à d. dans un modèle homogène). Il reste néanmoins possible de l'attribuer à l'émission synchrotron des électrons ou positons secondaires produits dans les collisions de protons de très haute énergie par les processus décrits dans le paragraphe 1.2.1. Dans un champ magnétique intense ces électrons (ou positons) perdent leur énergie dans un temps très bref par l'émission de photons de haute énergie, dont l'interaction avec le champ magnétique engendre la génération suivante des e^+ et e^-. Cette cascade *synchrotron-paire* est caractérisée par une décroissance rapide de l'énergie des particules ; le spectre du rayonnement γ provenant de cette cascade est alors composé de pics distincts : pour un proton initial d'une énergie de l'ordre de 10^{19} eV, un choix convenable de B permet d'associer les générations suivantes de γ aux pics observés dans la région X et TeV. Au dessous du spectre de la cascade on doit ajouter l'émission synchrotron des muons – une étape intermédiaire de la transformation des π^+ et π^- en e^+ et e^-.

Dans le groupe de modèles dits $p - p$ (où le proton primaire interagit avec la matière hadronique) la conversion d'une fraction suffisante de l'énergie contenue dans le jet des protons nécessite une densité élevée de matière cible. Ce processus ne peut être efficace qu'au cours de la collision du jet avec un nuage du gaz interstellaire (ou avec le vent stellaire d'une étoile

[5] Cette relation est un peu plus forte que celle qui vient de la simple condition que la taille de cette zone soit plus grande que le rayon de gyration.

près du jet). Suivant la distance à l'axe du jet à laquelle le nuage passe cette collision donne un état d'émission élevée ou une vraie flambée. Cette hypothèse explique bien la variabilité extraordinaire d'émission dans la bande du TeV qui semble être la superposition de pics individuels sans niveau « de base » détectable.

Les modèles $p-\gamma$ qui préfèrent la « photo-production » des mésons sont divisés (comme les modèles leptoniques) selon l'origine des photons : soit il s'agit de photons synchrotron, soit de photons externes. La photo-production étant moins efficace que la diffusion Compton par les électrons, ces modèles exigent une densité élevée de photons, c'est ce qui apporte sûrement une absorption importante des γ dans la région du TeV. Les deux variables, le temps de refroidissement par la photo-production $t_{p\gamma}$ et l'épaisseur optique pour les gamma $\tau_{\gamma\gamma}$, sont liées par la relation

$$t_{p\gamma} = t_{var}\,\frac{\sqrt{\delta}}{\tau_{\gamma\gamma}}\,\alpha\,\left(\frac{E}{10^{19}\,\mathrm{eV}}\right)^{-\beta},$$

où t_{var} est le temps de variation typique (comme une estimation de la taille du zone émettrice) et les paramètres α et β dépendent de l'index spectral s des photons diffusés : pour $s = 0.5$ nous avons $\alpha \approx 2 \times 10^6$ et $\beta = 0.5$, pour $s = 1$ c'est $\alpha \approx 3 \times 10^5$ et $\beta = 1$. Nous voyons que même pour des valeurs élevées du $\tau_{\gamma\gamma}$ le temps $t_{p\gamma}$ dépasse de plusieurs ordres de grandeur le temps caractéristique de la variabilité de la source – c'est un fort argument qui défavorise ce groupe de modèles.[6]

3.1.4.3 Variabilité

Les blazars sont des sources fortement variables dont les caractéristiques spectrales changent clairement avec le flux. Une analyse des données obtenues pour le quasar PKS 0528+134 de type FSRQ (présentée dans [44]) a montré que la hausse du flux des gamma mesuré par EGRET par un facteur 30 en état de flambée est associée à l'augmentation de facteur Γ de 5 à 20 et à la diminution du γ_{e1} (la limite inférieure du spectre des électrons dans le jet) de 1000 à 250. Cette corrélation est expliquée facilement dans le cadre du modèle EC où le facteur Γ élevé donne un décalage vers bleu du champ diffus (quasi-isotrope) des photons externes et des pertes plus importantes par la diffusion Compton de ces derniers, donnant un refroidissement des électrons dans le jet. Selon la formule A.1 le pic synchrotron est décalé vers les plus basses énergies.

La situation est différente dans le cas des HBLs où les mesures des satellites X (et dans le cas de Mrk 501 aussi les mesures en gamma) ont montré un déplacement du pic en état de flambée vers les plus hautes énergies. Ce changement, lié dans notre modèle à l'augmentation du γ_e, est expliqué par la ré-accélération des particules dans le jet.

Nous pouvons remarquer que ces deux effets sont les conséquences de la relation entre le temps d'accélération t_{acc} et le temps de refroidissement t_{cool} des électrons, qui ont été observés dans le spectre des rayons X des blazars. Les particules dans la partie des plus hautes énergies du spectre sont plus lentes à être accélérées et plus rapides à perdre leur énergie. Si $t_{cool} \gg t_{acc}$ on observe l'effet des *soft lags* (retards mous) quand la variation des parties plus dures du spectre précède celle aux fréquences plus basses. Par contre si $t_{cool} \approx t_{acc}$ le temps

[6] L'absorption des gamma donne une coupure exponentielle dans le spectre, qui ne correspond pas aux observations. Mais si les mécanismes d'accélération produisent une distribution de particules différente d'une loi de puissance, par exemple avec un bosse près de l'énergie maximale, cette absorption interne supplémentaire devient nécessaire pour pouvoir restaurer le spectre observé.

d'accélération limite la vitesse des variations aux hautes fréquences produisant l'effet des *hard lags* (retards durs).

3.1.5 Détection gamma des blazars

Les résultats de l'observatoire spatial CGRO ont montré la grande richesse du ciel gamma. Le troisième catalogue d'EGRET qui résume 9 ans de fonctionnement de ce détecteur contient 271 sources ; mais seulement 71 d'entre elles ont été associées à des objets observés dans d'autres domaines spectraux. La détection est bien plus difficile près du plan galactique où la densité du rayonnement γ diffus est presque deux ordres de grandeur supérieure (entre 1200 et 4500 γ par semaine) à celle des hautes latitudes galactiques (60 γ par semaine à $b > 45°$). Les problèmes d'identification sont liés à la résolution angulaire insuffisante d'EGRET : dans la région équatoriale de la Galaxie le nombre de candidats possibles dans le cercle d'erreur de la source gamma dépasse souvent une dizaine.

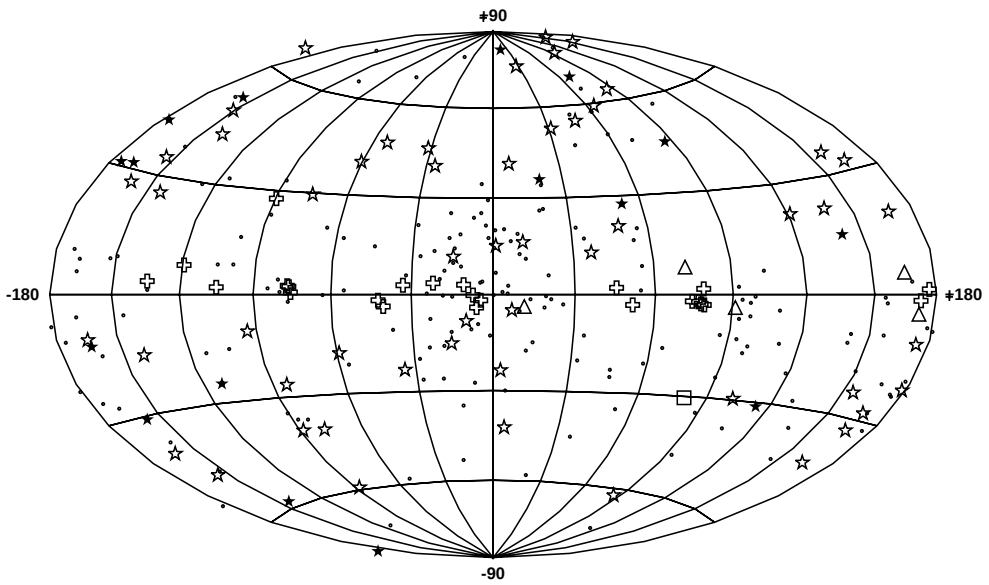


Fig. 3.3 – Objets du troisième catalogue d'EGRET : on distingue les sources identifiées d'origine galactique (les croix blanches, les pulsars marqués par des triangles) et extragalactique (les étoiles, en noir si l'identification reste douteuse), les points correspondent aux sources non-identifiés.

En conséquence, tandis que nous avons moins de vingt sources associées à un objet dans notre Galaxie, le nombre de sources identifiées comme extra-galactiques dépasse 50 (voir la fig. 3.3). Tous ces objets sont des noyaux actifs de galaxie de la catégorie des blazars (la majorité d'eux sont des FSRQs). Par contre, la détection au sol par les observatoires Čerenkov n'a été confirmé que pour 4 objets de type BL Lac, dont seulement 2 (Mrk 421 et PKS $2155 - 304$) font aussi partie du catalogue EGRET.

Regardons en détail l'histoire de leur détection.

Mrk 421 : La première source extra-galactique dans le domaine des très hautes énergies, annoncée par l'observatoire Whipple en 1992, a été confirmée en 1996 par HEGRA, en 1997 par Télescope Array et finalement par CAT. Détectée au niveau bas de son émission (0.3 d'intensité du Crabe), les résultats des observations successives sont tellement décorrélées qu'il semble que même en état calme son émission est la superposition de petites flambées, le flux de base étant au dessous du seuil de détection. En 1995 les variations d'intensité ont dépassé un ordre de grandeur (entre 0.15 et 1.5 Crabe) et une réelle explosion a eu lieu en 1996 : le 7 mai l'observatoire Whipple a mesuré un flux 10 fois celui de Crabe, le plus élevé jamais détecté par les observatoires gamma. La rapidité de la variation était aussi impressionnante : le doublement du signal en une heure et une baisse de moitié en moins d'un jour.

Après une année sans détection importante un regain d'activité a été observé au printemps 1998 (selon les mesures de CAT son intensité moyenne entre janvier et mai atteignait la moitié de l'émission de la nébuleuse du Crabe). Une campagne massive d'observation multi-longueur d'onde (en plus de quelques observatoires Čerenkov, optique et radio elle a compris les participation des satellites ultra-violet – EUVE – et X – RXTE et BeppoSAX) au mois d'avril a montré une corrélation claire des variations dans la bande TeV et X à l'échelle de semaines aussi bien que de jours. Le dernier sursaut d'émission de cette source a été observé début janvier et février 2000, assurant pour Mrk 421 la première place sur la liste des sources extragalactiques de γ de très haute énergie.

Mrk 501 : La source la plus faible dans la bande du TeV au moment de sa détection en 1995, ce blazar est devenu l'objet le plus brillant du ciel γ en avril 1997 (pour la première fois cette flambée a été confirmée par plusieurs observatoires Čerenkov, CAT inclus). Après cette année exceptionnelle son flux est retombé au niveau précédent, à l'exception d'une flambée moins important mais très rapide en juin 1998. Son émission dans la bande MeV−GeV est restée au dessous du seuil du détecteur EGRET[7]. Malgré de nombreuses alertes (suite à une observation intensive par les télescopes Čerenkov terrestres), son retour à un niveau élevé d'émission n'a pas été confirmé.

PKS $2155-304$: La seule source extra-galactique de l'hémisphère sud. Le signal cumulé par le groupe de Durham en 1996 et 1997 correspond à 40% de l'intensité de Crabe. Cet objet est aussi une source d'EGRET de même intensité que Mrk 421.

1ES $2344+514$: La détection de cette source par l'observatoire Whipple reste à confirmer. Le signal d'une significativité de $4\,\sigma$ correspond à une seule nuit d'observation (20/12/95), les observations suivantes ont donné un flux inférieur à 0.1 Crabe.

1ES $1426+428$: Cette source, confirmée par les observations récentes (1998-2000) de trois détecteurs de l'hémisphère nord [37, 22, 3], est l'objet le plus lointain ($z = 0.129$) parmi les AGNs détectés au TeV. Tandis que ses caractéristiques en X ressemblent à celles de Mrk501, son spectre au TeV a une pente très différente (3.7 en place de 2 dans le domaine d'énergie de CAT), une signature de l'absorption des γ par le rayonnement du fond cosmique (voir le par. 3.2).

Tous ces objets sont de type HBL.[8] Le fait qu'aucun d'entre eux ne soit une source EGRET intense correspond bien à la prédiction que le maximum de l'émission γ des blazars bleus doit être placé au dessus de la bande de détection d'EGRET, qui est de l'ordre des quelques dizaines

[7] Un faible signale (4σ) a été obtenu récemment suite à la revue des données prises par EGRET en 1996.

[8] En 1998 l'observatoire de Crimée a détecté la radio-galaxie 3C66A au niveau de 1.3 Crabe, un objet de type RBL, qui en plus montre une décalage vers rouge élevée ($z = 0.444$). Cette détection n'a jamais été confirmée ni par les observations suivantes ni par les autres télescopes.

de GeV. Les mesures au sol n'ont permis l'extraction d'un spectre que dans deux cas. Celui du Mrk 421 est compatible avec une loi de puissance, mais pas celui du Mrk 501 : les résultats de plusieurs expériences ont confirmé la nécessité d'un terme quadratique, habituellement sous la forme $\exp(-a \ln E - b \ln^2 E)$. La bosse γ dans le spectre de Mrk 501 est sans doute située à des énergies supérieures à celle de Mrk 421. L'analyse des mesures de 1997 obtenues par l'expérience CAT (dont le seuil d'analyse spectrale descend jusqu'à 320 GeV, plus bas que pour les autres expériences) a estimé la position du maximum de cette bosse à 560 ± 100 GeV [47]. Utilisant seulement les données prises en état de flambée en avril 1997, ce maximum se déplace vers 940 ± 160 GeV. Les résultats de HEGRA pour la même période montrent un spectre courbé allant jusqu'à 24 TeV ; cependant, ils expliquent cette courbure par l'absorption de γ d énergies les plus hautes par interaction avec le rayonnement du fond infrarouge (voir le paragraphe suivant).

Dans la sélection des candidats pour la détection au sol nous ne pouvons pas nous baser sur l'intensité mesurée par EGRET : l'émission γ dans la région sub-TeV n'est pas une extrapolation simple des mesures dans la bande MeV−GeV, comme dans le cas des restes de supernova (dont l'indice spectral reste à peu près constant sur plusieurs ordres de grandeur en énergie). L'information cruciale est la position de la bosse de basse énergie : le pic devrait être situé au dessus de 10 keV (se déplaçant jusqu'au 100 keV en cas de flambée). L'observation par les satellites X offre donc un monitoring nécessaire pour les sources si variables que les blazars (même si l'émission X exhibe une variabilité moins forte et moins rapide que dans la région γ).

3.2 Le rayonnement du fond cosmique

Traversant des distances qui dépassent des centaines de megaparsecs, la partie la plus dure de l'émission d'une source extragalactique peut subir une absorption considérable dans l'interaction avec le rayonnement du fond cosmique (CBR).

Pour les énergies autour du TeV, le maximum de la section efficace pour la création des paires (selon 1.5) tombe dans le domaine infrarouge. Le champ infrarouge intergalactique (IIRF) est une composante très intéressante du CBR car c'est dans cette région que l'on trouve les vestiges de l'émission stellaire des phases antérieures de l'évolution des galaxies (décalés de la bande optique par l'expansion de l'Univers). Mais les mesures de la densité du IIRF sont très difficiles à cause de la « contamination locale » due à l'émission provenant de sources infrarouges diverses dans notre Galaxie (les étoiles, les nuages d'hydrogène et de la poussière) et à la lumière diffusée par la poussière dans le plan du système solaire. Les incertitudes concernant la modélisation de cette émission (intensité et spectre) dégradent les mesures directes obtenues en orbite par l'expérience COBE-DIRBE.

Une approche complémentaire essaie de prédire le spectre du fond infrarouge intergalactique par des hypothèses sur l'évolution des sources de lumière infrarouge et visible dans l'Univers. Le problème crucial vient du grand nombre des paramètres libres qui déterminent cette évolution : le taux de formation des étoiles dans les galaxies (et des galaxies mêmes), la densité de la matière interstellaire et sa composition chimique (par ex. la metallicité).

Sur la fig. 3.4 la courbe en trait plein montre la prédiction de Primack [52] du modèle le plus accepté, appelé LCDM (matière noire froide + la constante cosmologique Λ). Il semble que les mesures correspondent mieux au modèle « renormalisé » (la courbe en tirets) qui suppose une augmentation de 50% de la composante stellaire et de 100% de la composante

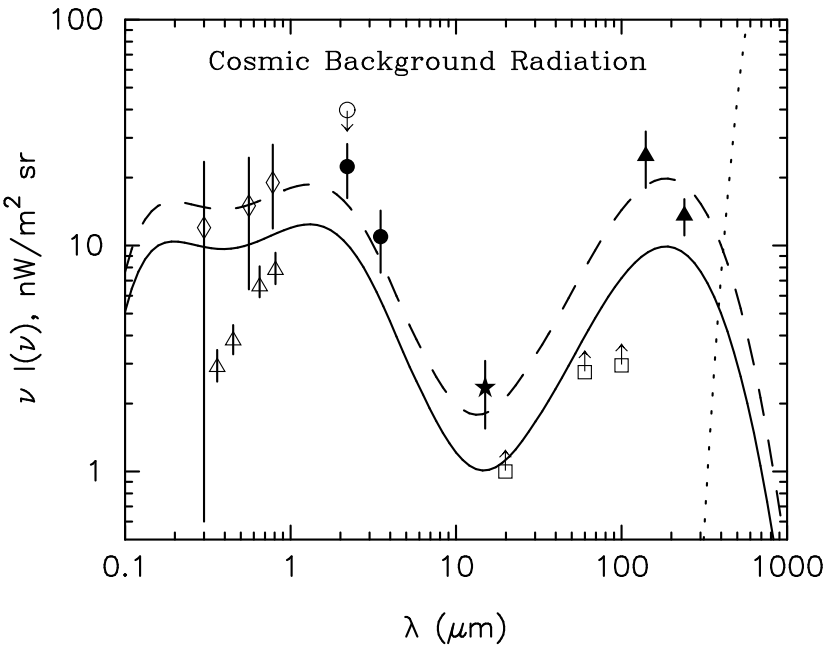


Fig. 3.4 – Les analyses utilisant les données récentes de la distribution des sources locales ont permis de convertir les limites supérieures en plusieurs points ([43] les triangles pleins, [16] l'étoile et [35] les cercles pleins) du spectre IIRF (à un facteur 2 près). La courbe en pointillé montre le début de la région du rayonnement du fond cosmologique (2.7 K). D'après [4].

« poussière ». Une autre étude de Malkan & Stecker [42] utilise les données obtenues par le satellite IRAS pour les spectres des galaxies en fonction de luminosité et du décalage vers le rouge z. L'utilisation de ces fonctions empiriques évite les incertitudes des paramètres libres du modèle précédant, mais le spectre final dépend tout de même de la durée et du taux d'évolution stellaire (son commencement doit être situé entre $z = 1$ et $z = 2$: une évolution plus longue donne un fond infrarouge plus intense avec les pics déplacés vers les fréquences plus basses). En comparaison avec le modèle LCDM cette étude prédit une composante de la « poussière chaude » plus intense et une vallée moins prononcée entre les deux pics principaux (ce que contredisent les mesures dans cette région).

Ces résultats prédisent une intensité finale du fond infrarouge que l'on peut utiliser dans les régions proches de l'Univers ($z < 0.3$) où ce champ reste à peu près constant. Afin de déterminer l'absorption du rayonnement gamma provenant des objets plus lointains, il est nécessaire d'inclure la dépendance de l'intensité IIRF avec z.

Deuxième partie

Projet CELESTE



Chapitre 4

Optique

Dans ce chapitre nous décrirons les installations existantes sur le site de la centrale solaire de Thémis. Il s'agit d'une tour qui abritait la chaudière centrale au point focal d'un champ d'héliostats consistant en miroirs approximativement sphériques de découpe rectangulaire (voir la fig. 4.2) dont un certain nombre a déjà été utilisé pour d'autres expériences décrites ci-dessous. L'adaptation de ce dispositif à la détection des gerbes atmosphériques nécessitait d'améliorer la focalisation de la lumière (afin de séparer les photons provenant des différents héliostats) et de définir précisément le champ de vue de chaque détecteur. Ces deux tâches, à laquelle nous consacrons les paragraphes 3 et 4, ont été résolues par un système de miroirs secondaires et de cônes de collection de lumière.[1] A la fin de ce chapitre, nous résumerons l'efficacité finale de collection de lumière pour des gerbes simulées à l'aide d'une simulation complète des rayons des photons Čerenkov (développée par Mathieu de Naurois), en soulignant la capacité de suppression du fond hadronique au niveau de la seule optique.

4.1 Site de Thémis

Le site de Thémis est situé dans les Pyrénées Orientales (1.975° E, 42.5° N), à 1650 m d'altitude, sur les pentes orientées plein Sud de la vallée de la Cerdagne. Cet endroit, supposé être l'un des plus ensoleillés de France avec plus de 300 jours de soleil par an, a été choisi par Électricité de France (EDF) pour installer sa première centrale solaire dont la production d'énergie nette s'élevait à 1 MW, appelée *Thémis*.

La surface réfléchissante totale, répartie sur un champ de 1 ha, était composée de 201 héliostats qui concentraient le rayonnement solaire au sommet d'une tour de 100 m de haut. La température de la chaudière s'élevant à plusieurs milliers de degrés, le fluide caloporteur choisi pour le circuit primaire fut le sel fondu, plus efficace que la vapeur d'eau. Cependant cette technique exigeait de préchauffer le sel qui refroidissait pendant la nuit et les périodes de mauvais temps. La construction de la centrale a été approuvée en 1979, terminée quatre ans plus tard, et coûta 300 MF. La centrale tourna pendant 2 ans. Les coûts de production s'avérant trop élevés, elle fut fermée en 1986.

Les premières activités astrophysiques apparurent sur le site à la fin des années 1980. Des physiciens du *Service d'Astrophysique* du *Commissariat à l'Énergie Atomique* (CEA) de Saclay, Paris, installèrent 7 miroirs quasi-paraboliques, profitant d'études préalables menées

[1] La production d'une grande partie de ces éléments représente la contribution principale de la République Tchèque à la construction de CELESTE.

par EDF sur ce type de collecteurs de lumière à focalisation locale. Cette expérience, baptisée ASGAT, parvint à détecter un signal en provenance de la nébuleuse du Crabe [34] par la technique de reconstruction du front de la gerbe utilisant l'information temporelle recueillie par chaque station. Le déclenchement global était réalisé par une coïncidence corrigée en temps des signaux issus de chaque station, lesquels étaient obtenus par discrimination sur la somme des signaux de 7 photomultiplicateurs placés dans le plan focal de chaque détecteur. Pour un seuil de déclenchement local typique de 50 photoélectrons et une multiplicité de 4/7 stations, le seuil en énergie des observations du Crabe était estimé à 600 GeV. Les obstacles les plus importants au développement de ce concept prometteur sont dues aux imperfections de l'optique (notamment dans l'important *cross-talk* existant entre les photomultiplicateurs d'un même plan focal).

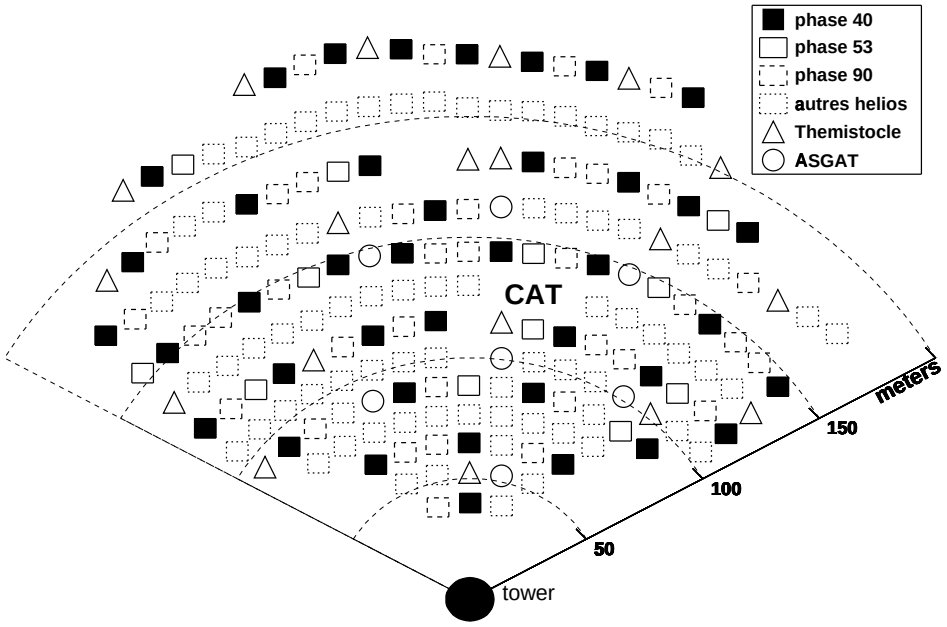


Fig. 4.1 – Champ d'héliostats. Les cercles et les triangles représentent respectivement ceux qui ont été remplacés par des coupoles d'ASGAT et de Thémistocle.

Une autre expérience, nommée Thémistocle et dotée d'une meilleure finesse d'échantillonnage avec 18 stations reparties dans le champ, débuta peu après en 1990. Ses miroirs étant plus petits (environ $0.5\,\mathrm{m}^2$), son domaine d'observations correspondait à la gamme d'énergie $2 - 15\,\mathrm{TeV}$. Le taux de déclenchement global, requérant qu'un minimum de 10 stations atteignent un seuil donné, était en conséquence plutôt bas ($\approx 0.2\,\mathrm{Hz}$) et de longues expositions étaient nécessaires pour aboutir à une statistique suffisante. Néanmoins, une reconstruction précise de la direction de la gerbe (en supposant un front d'onde conique et non un plan comme dans le cas d'ASGAT) et une grande réjection des gerbes hadroniques basée sur la dispersion temporelle du front d'onde (plus évidente à ces énergies) permit d'obtenir non seulement un signal mais aussi un spectre de l'émission de la nébuleuse du Crabe dans la gamme $2 - 15\,\mathrm{TeV}$ avec une précision en énergie reconstruite de l'ordre de 15% [6]. L'expérience Thémistocle fut démantelée à la fin des années 90.

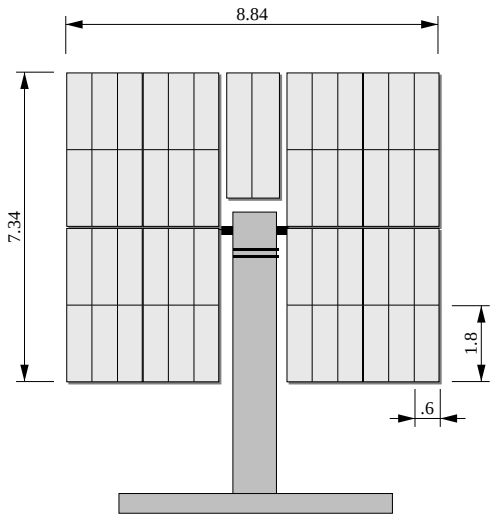


Fig. 4.2 – Un des héliostats originaux de la centrale solaire. La surface de réflexion totale des 8+1 modules est de $54\,\mathrm{m}^2$.

C'est naturellement le site de Thémis qui fut choisi pour l'installation d'un nouveau télescope Čerenkov (au début des années 90), basé sur la technique d'imagerie éprouvée par l'observatoire Whipple. Une caméra haute résolution de 600 pixels compensant une surface de miroir plutôt petite ($17.7\,\mathrm{m}^2$), une optique bien isochrone, des photomultiplicateurs et une électronique rapides (un temps de coïncidences de 2 ns) permirent d'atteindre[2] un seuil d'environ 220 GeV. La construction de l'imageur CAT (l'abréviation de *Čerenkov At Thémis* qui désigne parfois l'ensemble des expériences présentes sur le site) fut terminée en 1996 ; le télescope démontra ses qualités peu après avec la détection du fameux sursaut de Mrk501 d'avril 1997.

Le projet CELESTE utilise les installations existantes de la centrale solaire à une échelle bien plus grande que les expérience précédentes. La première tâche de ce projet, commencé en 1995, fut la réparation des héliostats, considérablement dégradés après dix ans d'abandon. L'expérience de l'équipe de Thémistocle dans le système de contrôle des héliostats s'est avérée très utile pour cette tâche. La phase 0 de l'expérience, consistant en 6 héliostats et en une optique secondaire temporaire (voir [32] pour une description complète) vit sa première lumière Čerenkov début 1997 ; un an plus tard, avec les 18 héliostats de la phase Ia, la détection de la nébuleuse du Crabe fut annoncée. Le développement rapide de l'expérience attira un grand nombre de physiciens (surtout parmi les jeunes), lesquels forment aujourd'hui l'équipe la plus importante travaillant à Thémis. Aujourd'hui la salle de contrôle de CELESTE et celle de CAT sont regroupées afin de réduire le nombre des observateurs.

Malgré le microclimat local de cette région des Pyrénées supposé y assurer de faibles précipitations, les conditions météorologiques moyennes du site de Thémis ne sont pas très bonnes comparées à celles des véritables sites astronomiques. D'autre part, l'éclairage urbain des petits villages situés à proximité immédiate du site représente une source importante de

[2] La condition de déclenchement est de trouver au moins 4 pixels avec plus de 3 p.e. dans un de 9 secteurs de la caméra.

pollution lumineuse. Un grand avantage de Thémis, un des derniers observatoires Čerenkov européens, est sa proximité et la présence d'une équipe expérimentée travaillant en permanence sur le site.

Selon le contrat signé avec EDF (qui accepta de financer une partie des coûts du fonctionnement du site), le site devrait être fermé à l'horizon 2004. La plupart de ses utilisateurs seront alors probablement impliqués dans les projets de la prochaine génération, HESS et GLAST, et l'intérêt astrophysique des expériences actuellement existantes à Thémis sera alors réduit.

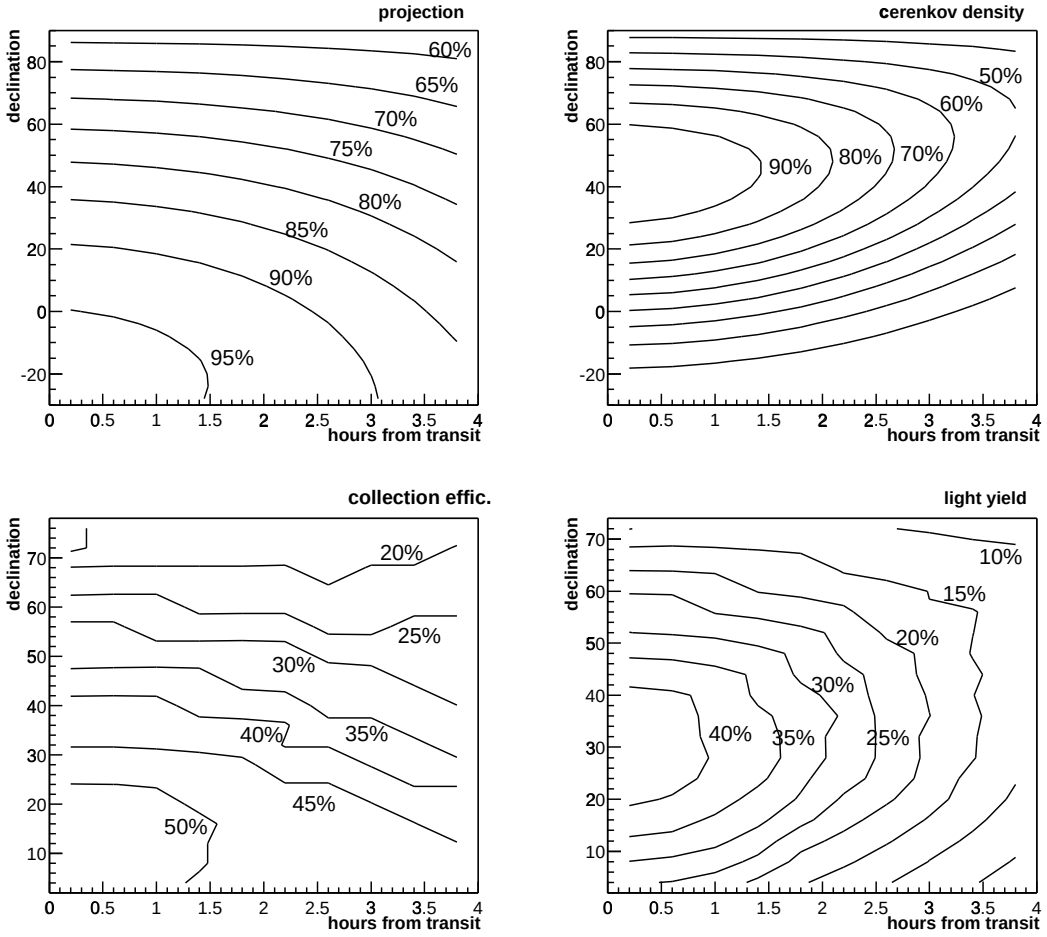


Fig. 4.3 – Efficacité de collection pour l'ensemble des 40 héliostats en fonction de la position de la source (déclinaison en degrés et temps après le transit en heures). *en haut à gauche* : projection de la surface des héliostats selon l'axe de visée ; *en bas à gauche* : estimation de l'efficacité de collection à l'aide de la simulation (considérant les ombres et pertes au cours de la focalisation) ; *en haut à droite* : décroissance relative de la densité de lumière Čerenkov au sol en fonction de l'angle zénithal ; *en bas à droite* : l'efficacité totale (combinaison les graphes situés au dessus et à gauche).

4.2 Le champ d'héliostats

Les héliostats sont alignés selon treize arcs de cercles centrés sur la tour. Le télescope CAT a été monté sur l'un des pylônes d'héliostats se trouvant vers le milieu du champ, et son hangar occupe deux autres emplacements d'héliostats. Il se trouve près du centre de l'hexagone formé par les stations ASGAT. Dix-huit autres héliostats ont été remplacés par les détecteurs de Thémistocle. Environ 160 héliostats sont encore disponibles sur le site, mais nombreux sont ceux dont les miroirs sont sérieusement endommagés. Actuellement CELESTE en utilise 53, distribués plus ou moins uniformément à travers le champ.

Dans les centrales solaires à tour réceptrice, les héliostats pointent leur source indirectement de façon à en renvoyer les photons au sommet de la tour.

La surface de collection des héliostats dépend donc fortement de la position de la source, et est maximale pour les sources situées dans la direction de la tour. Cet effet est particulièrement présent dans le cas de Thémis à cause de l'inclinaison Nord-Sud du champ d'environ 9°.

La simple projection de la surface des héliostats selon l'axe de visée (la réduction par un facteur $\cos\alpha$) optimise l'efficacité de collection pour une cible située à 60° au Sud du Zénith, ce qui correspond au transit de sources ayant une déclinaison de $-20°$ (premier graphe de la figure 4.3). L'effet des aberrations, détaillées dans la section 4.3.1, réduit quant à lui la quantité de lumière collectée par les héliostats focalisant hors-axe.[3] Un autre graphe de la figure 4.3 (en bas à gauche) montre les résultats d'une étude détaillée de l'efficacité de collection obtenue par une simulation de type tracé de rayons, qui inclue les effets d'ombre, d'acceptance angulaire et de réflectivité des éléments optiques. La simulation n'a été effectuée que pour des cibles passant à moins de 35° du Zénith – la direction de l'efficacité maximale est donc mal estimée car elle se trouve près du bord de cette zone.

Quoi qu'il en soit, la densité de lumière Čerenkov au sol décroît avec l'angle zénithal θ du fait que la distance entre le maximum du développement de la gerbe et le détecteur augmente (précisé dans [40, page 65]). On peut estimer (dans le cas où le maximum est situé suffisamment haut)

$$n(\theta)/n(0) = \cos^2\theta \, \exp\left(\left[1 - \frac{1}{\cos\theta}\right]\frac{X}{X_{abs}}\right),$$

avec $X_{abs} \approx 1200\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ la longueur caractéristique de l'absorption atmosphérique de la lumière visible et $X = 825\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ la profondeur du site. Comme le montre le dernier graphe de la figure 4.3 (en bas à droite), avec ce dernier facteur l'efficacité totale de collection de la lumière émise par les gerbes atmosphériques est maximale (et donc le seuil de détection, minimal) pour les sources dont la déclinaison est proche de 30°.

Le pointé des héliostats

La structure réfléchissante (cf fig. 4.2) des héliostats est fixée aux pylônes par une monture *alt-azimutale* – la solution la plus simple du point de vue mécanique est aussi plus facile à réaliser quand le suivi est effectué par ordinateur. Ce type de monture souffre d'un handicap lorsque la source est proche de la verticale (où la vitesse azimutale devient infinie) ; cela cause des problèmes à l'imageur CAT pendant les observations de certaines sources. Le pointé indirect des héliostats de CELESTE fait que ceux-ci n'approchent la direction verticale que pour les cibles éloignées au nord, en dehors de la zone d'observation habituelle. Les deux

[3] Les héliostats ne collectent jamais la lumière selon leur axe car ils sont alors dans l'ombre de la tour.

axes de la monture sont dotés de moteurs électriques et la position est contrôlée en temps réel par un système de cellules photoélectriques et de roues dentées. Des cellules magnétiques empêchent l'héliostat de sortir de la gamme de mouvement qui lui est impartie.

Le contrôle à distance des héliostats est assuré par un ensemble de câbles les reliant en série ; les héliostats sont regroupés en plusieurs boucles. À cause de leur mauvais état certains des câbles sont très sensibles à l'humidité du sol, et peuvent capter des courants de terre en cas d'orage. Malgré les trois câbles paratonnerre suspendus au dessus du champ, un éclair tombant à proximité peut endommager l'électronique de contrôle des héliostats en induisant des courants dans ces câbles (les moteurs sont quant à eux beaucoup moins sensibles à cela).[4] Certains composants électroniques utilisés dans le contrôle des héliostats ayant été endommagés trop souvent et n'étant plus fabriqués, la conception de nouvelles cartes de contrôle s'est avérée nécessaire pour l'extension du nombre du nombre d'héliostats au delà de 40. C'est le Collège de France qui s'est chargé de cette tache. Ces nouvelles cartes communiquent avec le PC de contrôle via un modem radio placé au sommet de la tour. Cette solution réduit le risque de foudroiement du matériel.

Pour suivre un objet céleste la vitesse de pointage d'un télescope normal doit atteindre 0.25 arcmin/s (0.07 mrad/s) ; mais les héliostats, qui pointent indirectement, nécessitent seulement la moitié de cette vitesse. Leur suivi étant effectué par pas de 0.14 mrad (le *pas codeur*), leur position doit être mise à jour toutes les 4 secondes pour les cibles les plus rapides. La durée de la mise à jour de tous les héliostats d'une même boucle étant de 10 s (avec un débit de transfert de données de 1200 bauds), certains héliostats peuvent atteindre un retard de 3 pas codeurs (0.5 mrad) par rapport à leur pointage idéal, ce qui demeure acceptable compte tenu du champ de vue. Malheureusement les problèmes de communication sont fréquents et un héliostat qui manque quelques cycles peut voir son pointé faussé de plusieurs milliradians. Dans les nouvelles cartes l'ancien microprocesseur (de type *Z80*) est remplacé par le plus puissant *Motorola 68030* qui calcule lui-même les coordonnées du pointé en fonction du temps.[5]

Risques et limitations

Le cycle utile des détecteurs Čerenkov atmosphériques est réduit par rapport à celui des détecteurs de particules par trois conditions d'observation incontournables : le Soleil doit être à plus de 18° en dessous de l'horizon, la Lune doit être en dessous de l'horizon et la transmission optique de l'atmosphère doit être bonne. Dans le cas de CELESTE, l'adoption d'installations conçues dans des buts non astronomiques ainsi que la dégradation de certains composants apportent une autre liste de contraintes qui affectent le cycle utile :

basse température – beaucoup de fonctionnalités des cartes de contrôle des héliostats sont défaillantes quand la température chute en dessous de −10 °C (ce qui est rare pendant les opérations diurnes d'une centrale solaire mais courant pendant les longues nuits d'hiver).

l'humidité dans le champ – le taux de problèmes de communication avec les héliostats est corrélé à l'humidité globale du champ ; ce problème devrait disparaître avec le passage au pilotage radio.

[4] Nous recevons des alertes foudre émises par les services météorologiques locaux qui nous permettent de déconnecter l'électronique coûteuse située dans la salle de contrôle en cas de risque immédiat. De plus, pendant les longues périodes orageuses estivales, les héliostats sont débranchés des boucles de communication.

[5] Ce calcul est compliqué par le fait que le centre de la rotation (l'intersection de deux axes) ne correspond pas au centre de la surface réfléchissante mais se trouve de 38 cm au dessous.

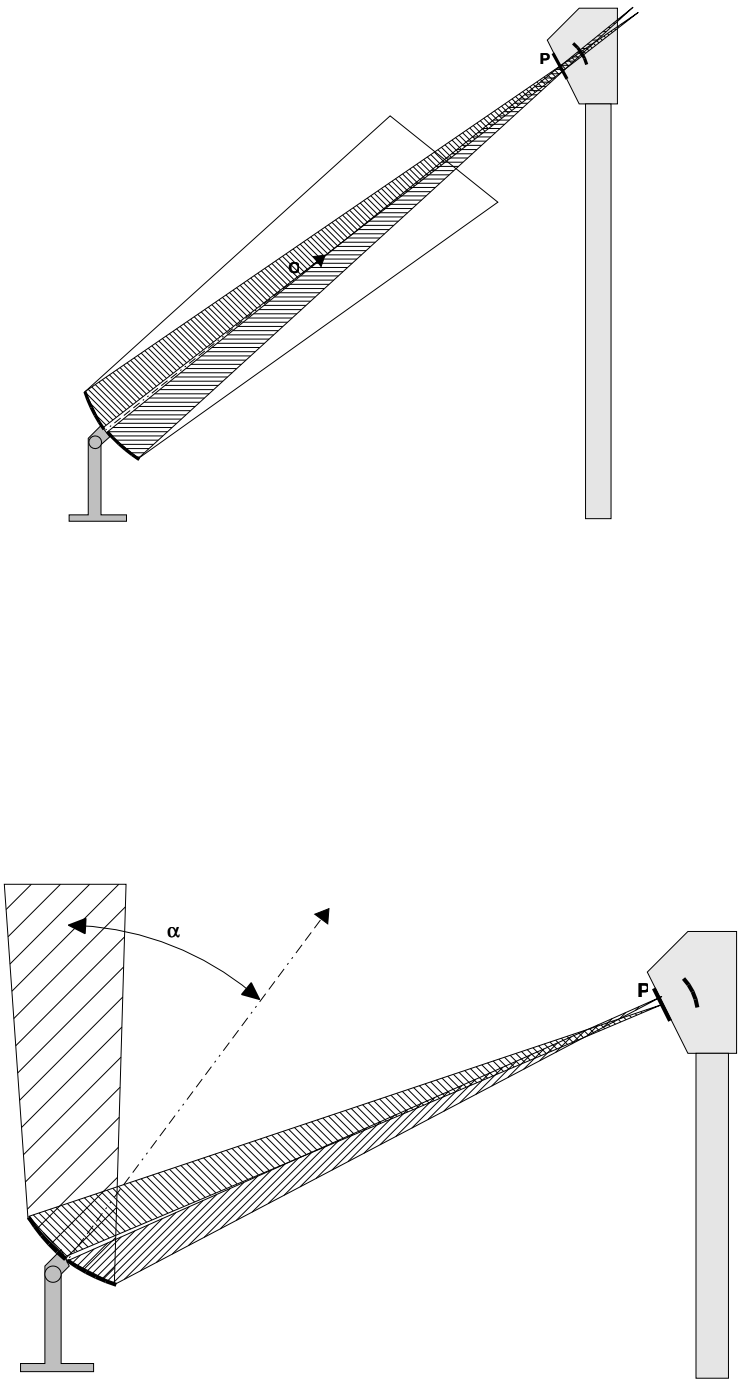


Fig. 4.4 – Focalisation d'un faisceau a) parallèle à l'axe optique ; b) hors-axe avec un angle d'incidence $\alpha_f = \arccos f_h/f_m$ (les images formées par chaque module sont focalisées sur l'entrée de la tour).

le givre sur les héliostats – il est la conséquence des deux conditions atmosphériques précédentes. Il est moins fréquent que l'apparition de la buée (qui apparaît quand la température des miroirs tombe en dessous du point de rosée) mais il dure beaucoup plus longtemps. Deux méthodes de chauffage sont envisagées pour l'éviter : de l'air chaud ventilé et une grille de résistances chauffantes situées à même la surface réfléchissante (plus simple mais plus coûteuse).

la neige dans le champ – une grande quantité de neige peut tomber en une journée à Thémis. Les héliostats peuvent en être libérés en étant mis en position verticale, mais l'albédo élevé de la couche de neige fraîche au sol peut gêner les observations pendant plusieurs nuits car elle amplifie considérablement la luminosité ambiante. Heureusement l'inclinaison Sud du champ favorise la fonte de la neige.

le vent – le mouvement des héliostats (ou d'autres télescopes non protégés de même taille) doit être évité lorsque la vitesse du vent dépasse $\approx 10\,\mathrm{ms}^{-1}$; il en va de même en ce qui concerne l'ouverture de la grande porte située au sommet de la tour. L'optique secondaire est particulièrement vulnérable au vent du Nord, qui peut apporter dans la tour de grandes quantités de poussière.

la foudre – en plus des dommages qu'elle cause aux cartes de contrôle des héliostats dans le champ, la foudre peut également détruire certaines installations électroniques situées au sommet de la tour par induction de courant dans les boucles de grande dimension. Ses victimes habituelles sont les cartes ADC utilisées pour la mesure du courant d'anode des PM et la carte GPS, reliée à une antenne située sur le toit de la tour. La procédure de déconnections de toutes ces boucles étant plutôt longue, nous stoppons les opérations pendant le mois d'août ou les orages sont les plus fréquents.[6]

4.3 La Focalisation

4.3.1 L'optique primaire

La qualité de focalisation des héliostats est loin d'être idéale. L'élément de base de leur surface réfléchissante est un miroir rectangulaire de $180 \times 60\,\mathrm{cm}$. Ces éléments sont courbés le long de leur plus grand axe et assemblés en usine par 6 en ce qu'on appelle des modules de forme proche de surfaces sphériques de 4 longueurs focales pré-sélectionnées (100, 140, 200 et 240 m). Pour former une surface réfléchissante d'une longueur focale égale à la distance qui sépare un héliostat donné de l'ouverture située au sommet de la tour, 8 modules de longueur focale immédiatement supérieure cette à distance sont alignés de façon à ce que leurs axes optiques O se croisent dans le plan focal P choisi (fig. 4.4b).

Même si l'efficacité de la focalisation est finalement calculée à l'aide de la simulation détaillée du passage de lumière, on peut estimer les limitations principales avec un simple calcul. La taille minimale de l'image d'un faisceau parallèle, produit dans le plan focal d'un module unique, est $d_e = 60\,\mathrm{cm}$, ce qui correspond à la plus petite dimension d'un élément de base non courbe. Dépendant de la différence entre la longueur focale des modules f_m et de celle des héliostats f_h, la dimension de cette image au niveau du plan d'ouverture de la tour P atteint $d_l\,(f_m - f_h)/f_m$ le long de l'axe vertical et $d_s\,(f_m - f_h)/f_m + d_e\,f_h/f_m$ le long de l'axe horizontal ($d_l = 360\,\mathrm{cm}$ et $d_s = 180\,\mathrm{cm}$ étant les dimensions d'un module, comme l'indique la

[6] De plus, les orages distants perturbent aussi les observations car les flashes de lumières qu'ils émettent font disjoncter les systèmes de sécurité qui protègent les PM.

fig. 4.2). Avec la combinaison la plus défavorable ($f_h = 155\,\mathrm{m}$ et $f_m = 200\,\mathrm{m}$, dans le cas de l'héliostat E19) on obtient une image de dimensions $0.8\,\mathrm{m} \times 1\,\mathrm{m}$.

Quand la source s'éloigne de l'axe optique du miroir d'un angle α (la deuxième image de la fig. 4.4), la longueur focale (dans le plan d'incidence) est réduite à $f \cos \alpha$. Pour un angle d'incidence $\alpha_f = \arccos f_h/f_m$ les images des modules se trouvent dans le plan P et l'image créée par l'héliostat entier ressemble à deux lignes parallèles – la superposition de 8 images de barres de 60 cm de long.

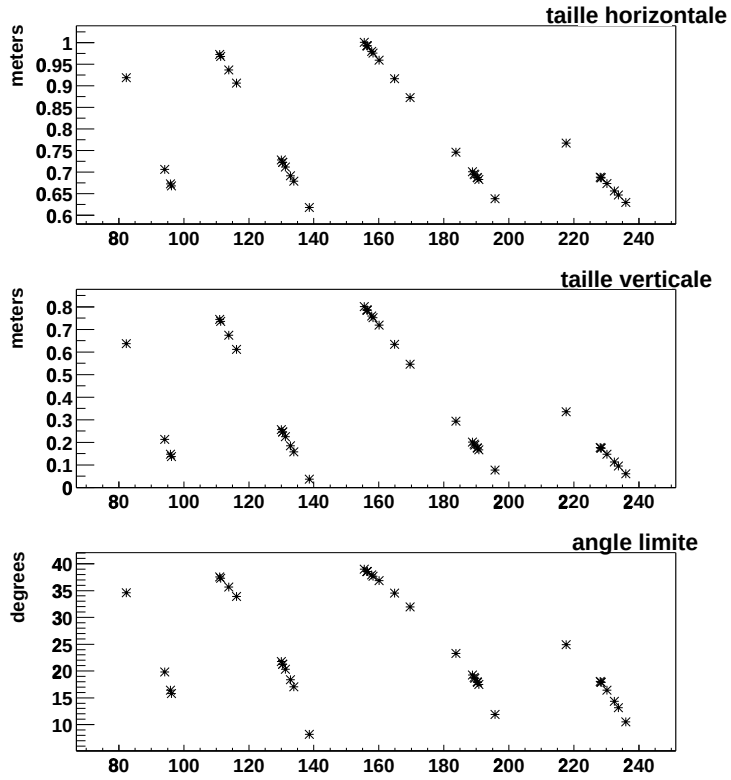


Fig. 4.5 – Les deux premiers graphes donnent l'estimation des dimensions horizontales et verticales de l'image pour la focalisation sur axe des différents héliostats, en fonction de la distance de ces derniers au sommet de la tour. Le dernier graphe donne la valeur de $\alpha_f = \arccos f_h/f_m$ pour chaque héliostat.

Grâce à cet effet de la longueur focale la dimension verticale de l'image varie peu pour les angles $\alpha < \alpha_f$ (en même temps, sa dimension horizontale grandit jusqu'à un facteur 2 par rapport à la visée sur l'axe). Les imperfections de la sphéricité des héliostats les rendent moins sensibles à l'aberration de coma.

4.3.2 L'optique secondaire

Jusqu'à présent nous avons décrit les propriétés des installations existantes avant la construction de CELESTE. La lumière collectée par chaque héliostat est focalisée à l'endroit où se trouvait l'ancienne chaudière ; pour échantillonner la lumière Čerenkov arrivant sur le champ il faut maintenant séparer les signaux parvenant des différents héliostats.

Comme ces signaux, d'une durée de quelques nanosecondes, n'arrivent pas au sommet

de la tour au même instant on peut en principe les enregistrer avec un seul détecteur et ensuite identifier les pics du signal mesuré. Cette solution bon marché a été adoptée par la collaboration GRAAL, chaque photomultiplicateur regardant de 13 à 18 héliostats. Elle engendre deux problèmes majeurs :

- la position des pics du signal change avec le pointé des héliostats ; or plus leur nombre est élevé pour un détecteur donne, plus la probabilité que deux pics se retrouvent superposés est importante ;
- la lumière du fond de ciel et celle diffusée par le sol se retrouvent également sommée sur plusieurs héliostats, dans le système de déclenchement et dans les données, réduisant le rapport signal/bruit (comme le racine carrée de nombre des voies sommées, cf. la formule 1.6).

Ce dernier problème est incompatible avec l'objectif d'avoir un seuil le plus bas possible, et toutes les autres expériences basées sur des centrales solaires utilisent une optique secondaire pour focaliser les faisceaux lumineux provenant des différents héliostats vers des détecteurs individuels.

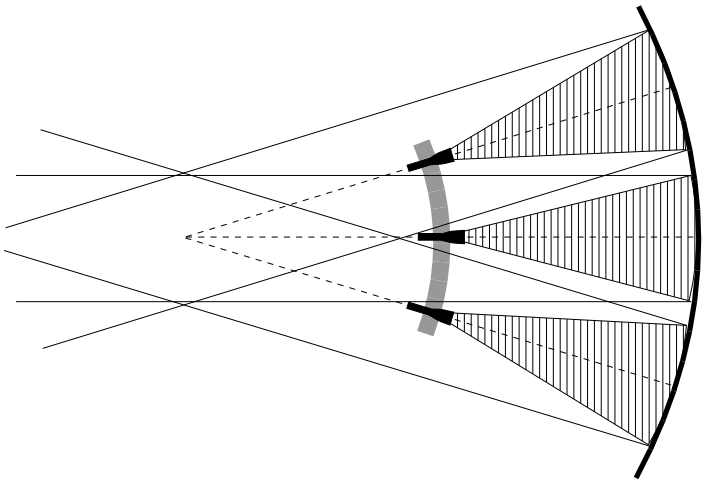


Fig. 4.6 – Concept de l'optique secondaire utilisant un miroir sphérique. La dimension de ce miroir est grosso-modo proportionnelle à l'extension angulaire du champ de vue des héliostats. Celle de la caméra vaut environ la moitie de celle de du miroir.

Tümay Tümer, dans son concept original de réutilisation de centrales solaires, propose de placer la caméra derrière une grande lentille de Fresnel. Cependant, cette solution implique d'importantes aberrations pour les parties de la caméra éloignées de l'axe de la lentille. Par contre, une surface réfléchissante sphérique n'a pas d'axe privilégié - les faisceaux de lumière parallèle provenant de différentes directions, qui se croisent au centre de la sphère, sont dans ce cas toujours focalises le long de leur axe « propre » (fig. 4.6). Le prix à payer est l'ombre des caméras, située en plein milieu de tous les faisceaux. Dans le cas de l'expérience STACEE (ou les héliostats sont plus petits et leurs images plus compactes), ce prix est trop élevé ; il a

donc été décidé de placer les caméras hors-axe, et d'accepter des aberrations plus grandes.

Le diamètre d'entrée des détecteurs doit correspondre à l'image des héliostats qui leur sont associés dans le plan focal de l'optique secondaire – un diamètre plus petit que cette image conduirait à la perte d'une partie des photons collectés, et des détecteurs trop grands recueilleraient trop de photons diffusés par le sol environnant les héliostats. Ce diamètre D est inversement proportionnel à la distance entre l'héliostat et le miroir secondaire $l \approx f_h + R$, $R = 2F$ étant le rayon du miroir secondaire et F sa focale. On peut écrire

$$D = d_h \frac{F}{l} \approx d_h \frac{F}{f_h + F} \tag{4.1}$$

d_h dénotant la dimension des héliostats. Cette valeur est comprise entre la mesure de leur côté, égale à 8.8 m, et celle de leur diagonale, égale à 11.4 m, étant donné que l'on cherche à adapter la forme trapézoïdale de l'héliostat à l'entrée d'un détecteur circulaire ; on utilisera ici $d_h = 10$ m.

La taille de l'image des héliostats dépend de leur orientation : leurs dimensions horizontale et verticale dépendent respectivement de l'éloignement de la source par rapport au transit et de son élévation. L'aire de cette image, A, proportionnelle à la surface de collection de l'héliostat, s'exprime en fonction de l'angle d'incidence alpha :

$$A = a \cos \alpha \frac{F^2}{(f_h + F)^2},$$

$a = 54\,\mathrm{m}^2$ étant la surface de l'héliostat.

Le coeur de chaque détecteur est un photomultiplicateur de 50 mm de diamètre. La surface sensible sur laquelle les photons doivent être focalisés, la photocathode, a un diamètre de 40 mm. Cette focalisation est réalisée à l'aide de cônes de verre (cônes de Winston, présentés dans la section 4.4.1) collés à la photocathode. Le choix de cônes de verre plein et non de cônes vides se justifie par les raisons suivantes :

- la réflectivité des surfaces internes est plus grande que dans le cas de cônes vides ;
- l'angle d'incidence des rayons lumineux à la sortie du cône étant bien plus grand qu'à l'entrée, il est préférable de placer la transition air-verre à l'entrée du cône ;
- dans un environnement à indice de réfraction n, la dimension des images est réduite d'un facteur n (cf équation 4.10 ci-dessous). Des cônes vides, devant être dotés d'un diamètre de sortie plus grand, ne permettraient pas de placer autant de tubes photomultiplicateurs par caméra.

La distance entre les héliostats et la tour allant de 80 à 240 m, la dimension de l'entrée des détecteurs doit varier d'un facteur 3, la taille de l'image des héliostats s'échelonnant de 6 à 18 cm pour un miroir secondaire de longueur focale $F = 1.5$ m. La fabrication de cônes de tailles aussi variées est à la fois difficile et coûteuse. La solution adoptée par CELESTE pour éviter cela a été de décomposer le miroir secondaire en 6 parties de rayons différents, respectivement 1.75, 2.24 et 3.60 m. Un grand miroir (de rayon 3.60 m) regarde le fond du champ, deux autres (de rayon 2.24 m) en regardent le milieu et trois les plus petits sont focalises sur les héliostats situés au pied de la tour. Dans cette configuration la taille des images s'échelonne de 7.5 à 11 cm, qui nous permet de n'employer que 6 formats des cônes différents.

Cette solution a un autre avantage, peut-être encore plus important que le premier : elle réduit les ombres causées par les détecteurs. La caméra également peut être divisée en 6 parties : une grande caméra de 17 détecteurs, deux caméras de taille intermédiaire de 8 et

7 détecteurs, et trois petits blocs correspondant aux miroirs en haut composées de 2 ou 3 détecteurs. La division de la caméra permet en outre un placement beaucoup plus aisé des détecteurs, surtout en ce qui concerne les miroirs de courte longueur focale. La caméra a été conçue pour pouvoir contenir 90 détecteurs. Pour une extension au delà de ce nombre (option qui n'a jamais été annoncée dans une étude publiée), il serait nécessaire de remplacer les photomultiplicateurs actuels par d'autres plus petits.

4.4 Champ de vue

Comme déjà remarqué dans le paragraphe 1.3.2.2, la contamination par les photons du fond du ciel est proportionnelle à la taille de la zone de ciel vue par la paire héliostat-détecteur donné. Comme on espère que tous les détecteurs fonctionnent dans les mêmes conditions (au moins un niveau de bruit équivalent), on doit surtout s'assurer que les champs de vue de toutes les paires sont (presque) identiques. Ce champ de vue doit être de même ordre de grandeur que la taille angulaire de l'image Čerenkov pour une gerbe gamma typique – un champ plus grand réduit le rapport signal sur bruit. Considérant la dépendance de la taille de cette image en fonction du paramètre d'impact et de l'énergie de la gerbe, ce rapport devient maximal pour les angles de vue entre 6 et 12 mrad.[7]

Avec une optique primaire idéale, la lumière provenant d'une direction donnée dans le ciel devrait être focalisée sur un seul point du plan focal (situé près du miroir secondaire). Le champ de vue d'un détecteur donné (d'un demi-angle φ) peut être défini dans ce cas avec un diaphragme de diamètre $l = (f_h + 2F)\,2\varphi$, la valeur maximale étant limitée par la taille du miroir secondaire. En réalité, comme la taille de l'image dans le plan focal de l'héliostat est finie, il n'y a pas de correspondance exacte entre une direction dans le ciel et un point sur le miroir secondaire. Le bord du champ de vue n'est donc pas brusque, mais il a une largeur proportionnelle à la taille de cette image.

Sa taille augmente avec l'angle d'incidence (par rapport à l'axe de l'héliostat) à cause des aberrations. Évidemment, elle doit rester inférieure à la taille du diaphragme pour qu'on ne perde pas de photons même pour une source au centre du champ de vue. De cette façon le choix du champ de vue limite les directions (la déclinaison et le temps après transit) favorables aux observations.

Comme chaque détecteur est orienté vers une partie différente du miroir secondaire (voir fig. 4.6), le diaphragme ne peut pas être placé sur ce miroir. Même s'il est situé au centre de courbure du miroir secondaire (l'endroit où les faisceaux provenant des différents héliostats se croisent), l'ouverture de ce diaphragme change en fonction de la position du héliostat. La segmentation de l'optique secondaire (et donc la nécessité d'avoir plusieurs diaphragmes) rend leur emplacement encore plus difficile.

On trouve la solution avec un *diaphragme virtuel* : le détecteur n'accepte que la lumière qui vient de l'intérieur d'un angle θ limite par rapport à l'axe du détecteur. Cela correspond

[7] Au paragraphe 1.3.2.2 on a vu une forte variation de la taille de cette image avec le paramètre d'impact de la gerbe : les héliostats loin du point d'impact voient des images allongées tandis que pour ceux près de ce point les images deviennent plus compactes. En général, les images des gerbes hadroniques sont plus étendues que les images des cascades électromagnétiques de même énergie, donc un petit champ de vue favorise les gerbes gamma.

à une zone de rayon θF sur le miroir secondaire, et un champ de vue de demi-angle

$$\varphi = \theta \frac{F}{f_h + 2F}. \tag{4.2}$$

4.4.1 Cônes de Winston

Un diaphragme virtuel peut être effectivement réalisé par des cônes de collection de lumière qui ont une forme particulière appelés des *cônes de Winston*. Comme nous le verrons plus loin ces cônes ont la propriété de ne transmettre que les rayons lumineux qui ont un angle d'incidence plus petit qu'un angle de coupure θ. Dans le cas de cônes en verre les rayons se réfractent à l'entrée du cône et l'angle d'incidence limite externe est $\theta_a = \arcsin(\sin\theta\, n)$, où n est l'indice de réfraction du verre du cône.

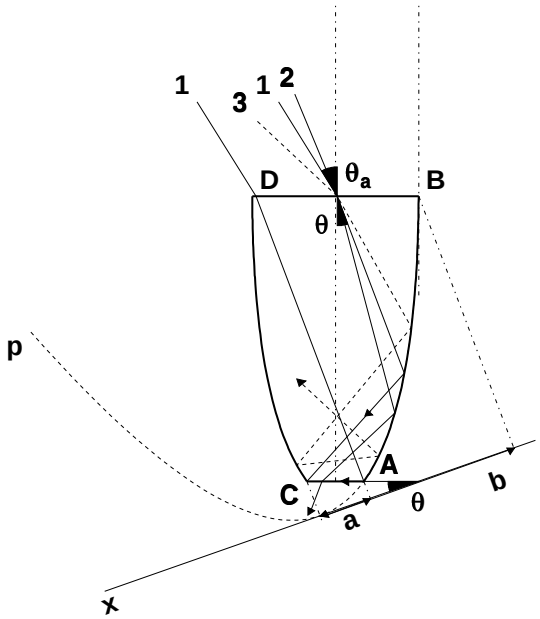


Fig. 4.7 – Cône de Winston. L'axe x (le long duquel les distances a et b sont mesurées) correspond au système de coordonnées de la parabole p, qui représente la génératrice du cône ; le côté opposé correspond à une deuxième parabole tournée d'un angle 2θ. Le cône se termine aux points B et D où la tangente à la parabole devient parallèle à l'axe du cône.

La forme du cône de Winston (fig. 4.7 montre la coupe le long de son axe) est donnée par une partie de la parabole dont le point focal est situé au bord de la face de sortie (point C). Si θ est l'angle antre l'axe de la parabole et celui du cône, la lumière qui entre le cône avec cet angle d'incidence est focalisée exactement au bord de cette face (1), tandis que les rayons avec des angles d'incidence plus petits (2) traversent jusqu'au plan de sortie et ceux avec des angles d'incidence plus grands (3) tombent sur le côté du cône au-dessus de la face de sortie et après plusieurs réflexions ils sont rejetés hors du cône. Le diamètre d_s de la face de sortie

est limité par la taille de la photocathode, le diamètre d_e de la face d'entrée doit correspondre à la taille de l'image de l'héliostat, décrite dans le paragraphe 4.3.2. Avec l'angle limite θ cela fait trois valeurs à ajuster quand nous n'avons que deux paramètres libres – la courbure c (ou la focale $f = 1/2c$) de la parabole et la hauteur h du cône. Selon la figure 4.7 on peut écrire pour h

$$h = \frac{d_s + d_e}{2} \operatorname{cotg} \theta, \tag{4.3}$$

et pour les points A et B sur la parabole

$$f - a \tan \theta = \frac{a^2}{4f} \tag{4.4}$$

et

$$f + b \operatorname{cotg} \theta = \frac{b^2}{4f}, \tag{4.5}$$

où $a = d_s \cos \theta$ et $b = (d_s + d_e) \cos \theta$ sont les coordonnées de ces deux points le long l'axe x.

On obtient

$$\begin{aligned} 2f = d_s (1 + \sin \theta) &= (d_e + d_s)(1 - \cos 2\theta) \frac{\cos \theta}{\sin 2\theta} && (4.6) \\ &= (d_e + d_s) \sin \theta, && (4.7) \end{aligned}$$

donc

$$d_s = d_e \sin \theta. \tag{4.8}$$

Utilisant la formule 4.1 pour d_e et 4.2 pour θ, on arrive à l'expression

$$d_s \approx \frac{F}{f_h + F} \frac{d_h}{n} \sin\left(\frac{f_h + 2F}{F} \varphi\right). \tag{4.9}$$

L'indice de réfraction n dans le cône doit être assez proche de celui de la fenêtre du photomultiplicateur afin que la réflexion sur leur interface soit minimale[8] Le verre Schott FK5-487704 avec $n = 1.48 - 1.50$ remplit assez bien cette condition : son angle limite pour la réflexion totale est 42°.

> Il existe une limitation théorique de la taille minimale de la zone dans laquelle un faisceau de lumière donné peut être focalisé. L'application du théorème de *Liouville* à l'optique géométrique dit que le produit de l'extension spatiale ΔA et de la dispersion angulaire $\Delta\Phi$ du faisceau est conservé à travers tous les éléments optiques (correspondant à la conservation de l'espace des phases). Dans un environnement variable (c. à d. où l'indice de réfraction n change) la valeur conservée est $n \Delta A \Delta\Phi$.

[8] Quand l'indice de réfraction du milieu au dessous de la face de sortie est inférieur à celui du cône, les rayons qui entrent dans le cône près du point D (le rayon 1 sur la fig. 4.7) avec un angle proche à θ n'arrivent pas à traverser la face de sortie à cause de la réflexion totale et ils sont rejetés hors du cône. De plus, ces rayons tombent sur la paroi du cône sous de petits angles d'incidence $\pi/2 - 2\theta$ qui pour des petits cônes ne suffisent pas à assurer la réflexion totale ; en conséquence, une fraction de la lumière est perdue à travers la paroi du cône.

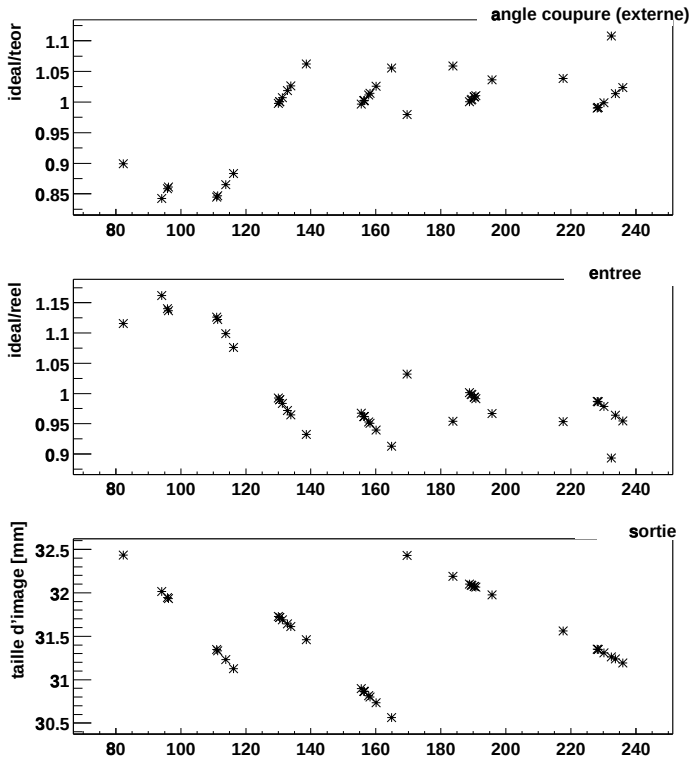


Fig. 4.8 – Comparaison entre les paramètres réels et théoriques des cônes de Winston, en fonction de la distance des héliostats au sommet de la tour. En haut : le rapport entre l'angle θ calculé avec la formule 4.2 et l'angle de coupure externe θ_a pour les paramètres réels du cône donné. *Au milieu :* le rapport entre la taille D de l'image d'un héliostat (estimée avec la formule 4.1) et le diamètre réel de la face d'entrée du cône. En bas : la taille de cette image à la sortie du cône (à partir de la formule 4.9) ; la valeur nominale du diamètre de la face de sortie est 32 mm et le diamètre de la photocathode est 40 mm.

Supposant l'acceptance angulaire du phototube $\pi\,\mathrm{rad}$ (c. à d. qu'il détecte tous les photons qui le frappent) et la dispersion originelle égale au champ de vue $\Delta\Phi = 2\varphi$, la taille minimale de la zone où les photons peuvent être concentrés est

$$d_{min} = \frac{2\varphi\, d_h}{\pi\, n} \tag{4.10}$$

Avec une approximation du sinus dans la formule 4.9 on obtient une limite supérieure

$$d_s < \frac{\varphi\, d_h}{n} = \frac{d_{min}\,\pi}{2}.$$

Afin de satisfaire les conditions de taille pour la face d'entrée et de champ de vue, la capacité de focalisation de l'optique de CELESTE doit être proche de sa limite théorique. Pour les valeurs $d_h = 10\,\mathrm{m}$, $n = 1.5$ et l'angle de vue $2\varphi \approx 10\,\mathrm{mrad}$ on obtient $d_{min} = 2.12\,\mathrm{cm}$ et $2.1\,\mathrm{cm} < d_s < 3.3\,\mathrm{cm}$.

Le couplage entre le cône et la fenêtre du photomultiplicateur, décrite dans le paragraphe suivant, est très délicate. Afin d'assurer que la même fraction de lumière passe cette interface on doit conserver le même diamètre de sortie pour tous les cônes : notre choix est $d_s = 3.2\,\mathrm{cm}$. Il alors est évident, d'après la formule 4.8, qu'on ne peut pas satisfaire en même temps l'équation 4.2 pour le champ de vue et 4.1 pour la face d'entrée du cône : l'optimum n'est en général pas possible et il faut faire un compromis sur l'une ou les deux valeurs. Ceci justifie le nombre réduit de types de cône, discuté dans le paragraphe 4.3.2. La comparaison de ces valeurs approximatives et des valeurs idéales est montrée sur la figure 4.8.

4.4.2 Photocathode

La lumière sort du cône sous des angles importants, la dispersion angulaire du faisceau devenant 180° à la sortie du cône. Ceci a des conséquences importantes pour l'efficacité de la photocathode, car la probabilité qu'un effet photo-électrique ait lieu augmente avec l'épaisseur de photocathode traversée, plus importante pour les angles d'incidence plus grands. Cet effet est amplifié par les réflexions multiples (la probabilité de ces réflexions augmente elle aussi avec l'angle d'incidence).[9]

Mesurée pour plusieurs longueurs d'onde, la dépendance de l'efficacité de photocathode en fonction de l'angle d'incidence est presque plat jusqu'à 40°, augmentant ensuite brusquement d'un facteur entre 1.3 (pour $\lambda = 400\,\mathrm{nm}$) et 2.1 pour $\lambda = 650\,\mathrm{nm}$, avec une coupure finale à 70°. L'emploi de cônes de Winston donne en une moyenne des angles d'incidence plus élevés (car l'angle d'un rayon lumineux par rapport à l'axe du cône augmente a chaque réflexion) et en conséquence une hausse de l'efficacité moyenne de détection entre 10% pour $\lambda = 400\,\mathrm{nm}$ et 40% pour $\lambda = 650\,\mathrm{nm}$.

La dépendance de l'efficacité de détection de l'ensemble cône-photocathode, en fonction de l'angle d'incidence et de l'endroit où le rayon de lumière entre dans le cône, est beaucoup plus complexe. L'espace entre la face plane de la sortie du cône et la fenêtre du phototube (qui a une forme sphérique) est rempli par une colle optique à base de silicones avec un indice de réfraction proche de celui du verre du cône. Cependant, une partie du faisceau de lumière qui

[9] Comme dans le cas d'une photocathode il s'agit d'une couche fine avec absorption intrinsèque, nous sommes obligés d'employer des indices (ainsi que des angles) complexes. Une description de ce calcul est donnée en [20, page 116]. Le modèle développé reproduit bien les mesures de l'efficacité de photocathode en fonction de l'angle d'incidence pour les différentes longueurs d'onde.

entre le cône sous un angle proche de l'angle limite (et sort sous un angle proche de $\pi/2$ près du bord de la face de sortie) n'arrive pas à toucher la photocathode. Afin de réduire cet effet, une tranche de 4 mm a été enlevée de la base du cône, qui donne un enfoncement virtuel du cône dans la photocathode. L'angle limite du cône augmente à cause de cette opération, mais si l'on tient compte du couplage avec le phototube sa valeur nominale est presque restaurée.

4.5 Absorption et efficacité de conversion

La probabilité d'émission d'un photon Čerenkov décroît avec la longueur d'onde comme $1/\lambda^2$; arrivant au sol, le spectre de ces photons culmine dans l'ultraviolet (la fraction de la composante UV absorbée dans l'atmosphère dépend de l'altitude d'émission) ; par contre, la lumière de fond de ciel – avec celle de la Lune de des sources terrestres réfléchies par les nuages de basse altitude – montre un spectre presque plat ou légèrement croissant avec la longueur d'onde. Les expériences basées sur l'émission Čerenkov doivent donc favoriser la partie bleue du spectre optique et préserver la plus grande fraction de la lumière ultraviolette possible.

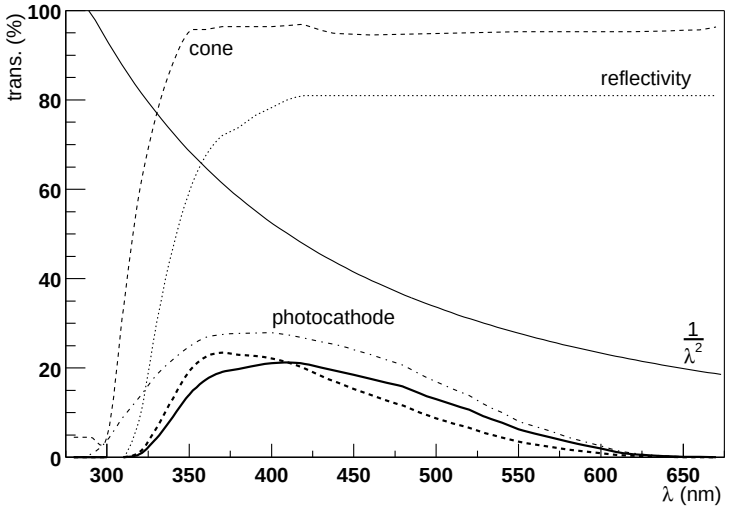


Fig. 4.9 – La ligne en pointillé donne le produit de la réflectivité des héliostats et des miroirs secondaires, en fonction de la longueur d'onde ; la ligne en tirets fins montre la transmission de lumière dans 100 mm de verre de cône (environ la longueur des cônes les plus petits, et la moitié de celle des cônes les plus longs). La probabilité finale de détection (la ligne en trait plein épais), c. à d. la fraction des photons convertis en photoélectrons, est déterminée largement par l'efficacité de la photocathode (ligne mixte). En combinant avec le spectre de la lumière Čerenkov (ici simplement comme $1/\lambda^2$, sans l'absorption dans l'atmosphère) on obtient la distribution spectrale de ces photons (linge en tirets épais).

Malheureusement, la structure des miroirs des héliostats est de type "sandwich" – la couche métallique réfléchissante est située entre deux plaques de verre (25 mm et 5 mm). Tandis que la réflectivité au dessus de 400 nm est ≈90%, la presque totalité de la lumière est absorbée au dessous de 340 nm (la fig. 4.9).

La réflectivité des miroirs secondaires est proche de 90%, presque constante dans la région

des longueurs d'onde transmises par les héliostats. La surface sphérique est composée de petits miroirs circulaires de 50 cm de diamètre. L'espace vide entre les miroirs est réduit par un chevauchement de ces derniers : les miroirs situés en arrière ont un rayon de courbure de 2 cm supérieur à celui des miroirs devant eux. La perte de lumière à cause des imperfections de ce dallage (estimée à l'aide de la simulation) est d'environ 8%.[10] Ces miroirs, presque identiques à ceux utilisés pour l'imageur CAT, sont fabriqués en République Tchèque. Les plaques de soutien en verre fabriquées par des verreries commerciales ont été taillées à la courbure demandée dans les ateliers d'optique de Turnov, puis polies pour obtenir une surface parfaitement lisse. La couche réfléchissante d'aluminium est protégée par une couche mince de SiO_2 qui absorbe très peu de lumière ultraviolette (une qualité plus importante pour CAT que pour CELESTE). La surveillance scientifique de la production et les tests des miroirs finals ont été assurés par les *Laboratoires Unis d'Optique* à Olomouc.

L'absorption de lumière dans les cônes de Winston au-dessus de 350 nm est faible (env. 1% de lumière dans 2.5 cm de verre Schott choisi) : dans les cônes de 94 mm à 198 mm de longueur, entre 5% et 9% de la lumière est perdue.

La conversion des photons Čerenkov en un signal électrique a lieu dans le photomultiplicateur. La probabilité de l'effet photo-électrique augmentant avec l'énergie du photon, l'efficacité de conversion en tenant compte de l'absorption dans le verre de la fenêtre du phototube culmine autour de 400 nm (comme montré sur la fig. 4.9). Cette valeur ne change pas beaucoup après l'introduction de l'effet du couplage cône-phototube (qui favorise les longueurs d'onde plus grandes).

4.6 Résultats et implications

Malgré les limites de la capacité de focalisation des héliostats, le comportement de l'optique de CELESTE est assez bonne, avec une taille de l'image finale (la zone dans laquelle la lumière en provenance d'un héliostat donné est concentrée) proche de sa limite théorique (voir fig. 4.8).

La quantité de la lumière collectée, par rapport à la densité de lumière Čerenkov multipliée par la surface totale des héliostats (la lumière collectée en théorie par les détecteurs indépendants, comme les imageurs) varie de plus de 50% (au transit de sources d'une déclinaison variant entre 10° et 20°) à moins de 40% pour les sources au nord du Zénith. L'efficacité de conversion des photons en photoélectrons (la moyenne entre 340 nm et 570 nm) est environ 15%, atteignant son maximum autour de 400 nm.

L'angle de vue limité des héliostats (choisi pour maximiser le rapport signal sur bruit) a des conséquences importantes sur les modes d'observation. Comme montré sur la première figure de 4.10, les champs de vue des héliostats séparés de 240 m qui observent directement une source au Zénith, ne se recouvrent qu'à plus que 26 km au dessus du site. Une gerbe gamma de 100 GeV, dont la majorité de la lumière Čerenkov est émise entre 10 et 15 km d'altitude dans une région de 60 m de diamètre (extension latérale) n'est vue que par une partie des héliostats. Pour atteindre un seuil en énergie plus bas (c. à d. pour arriver à la collection maximale de la lumière Čerenkov émise par une gerbe) on est obligé de changer la visée directe de la source (appelée le pointé parallèle) pour un pointé vers une cible à altitude finie. Cette cible est située sur la droite orientée vers la source en passant par le point (appelé *pivot*) choisi au centre du champ des héliostats. Les autres exemples de la figure 4.10 montrent la variation des zones de

[10] L'effet de l'ombre de la caméra est plus important – pour les héliostats les plus proches (orientés vers les miroirs secondaires les plus petits) la simulation prédit environ 20% de pertes.

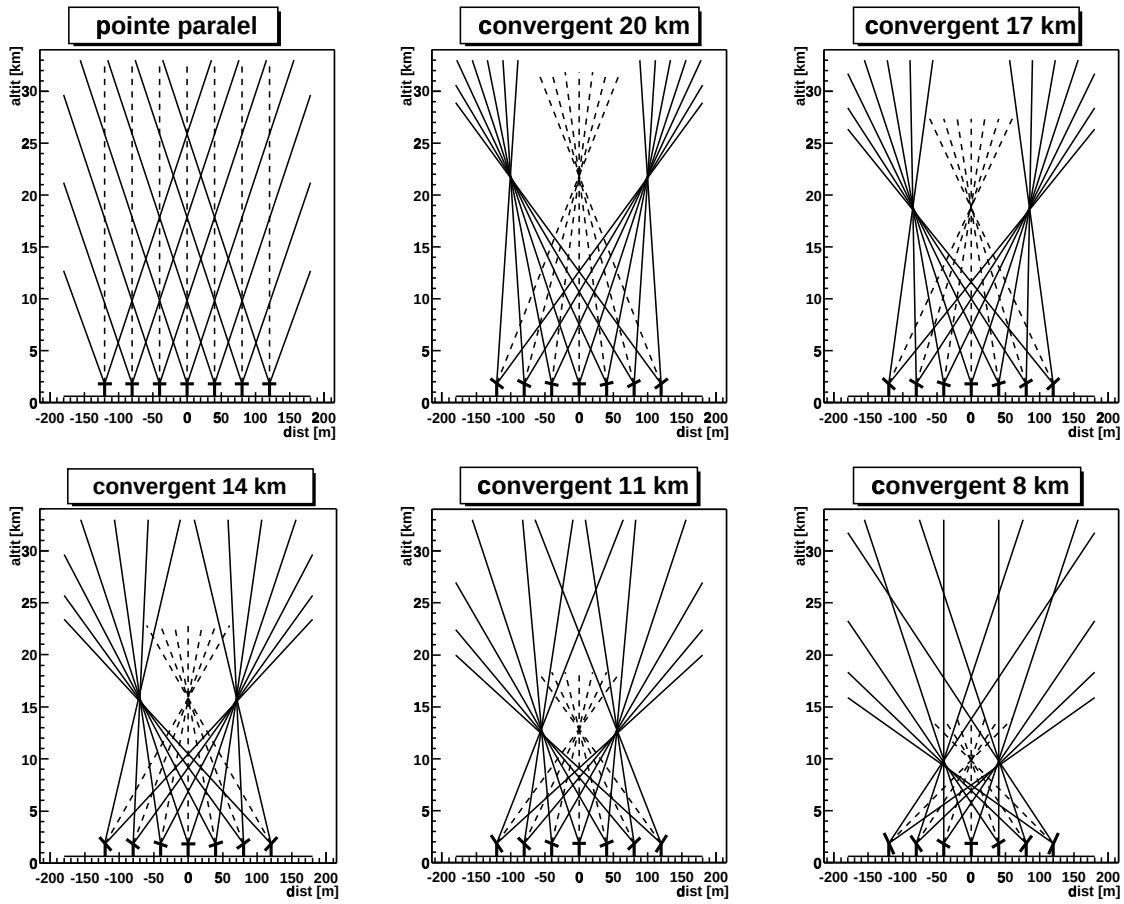


Fig. 4.10 – L'illustration des observations d'une source au Zénith pour le pointé parallèle et les pointés convergents aux altitudes différentes (8, 11, 14, 17 et 20 km). Les axes des héliostats sont indiqués par des lignes en tirets. On observe la variation de l'étendue de la zone de recouvrement des champs de vue des héliostat, selon l'altitude de pointé. La taille horizontale de cette zone donne une première limite de la surface efficace de télescope.

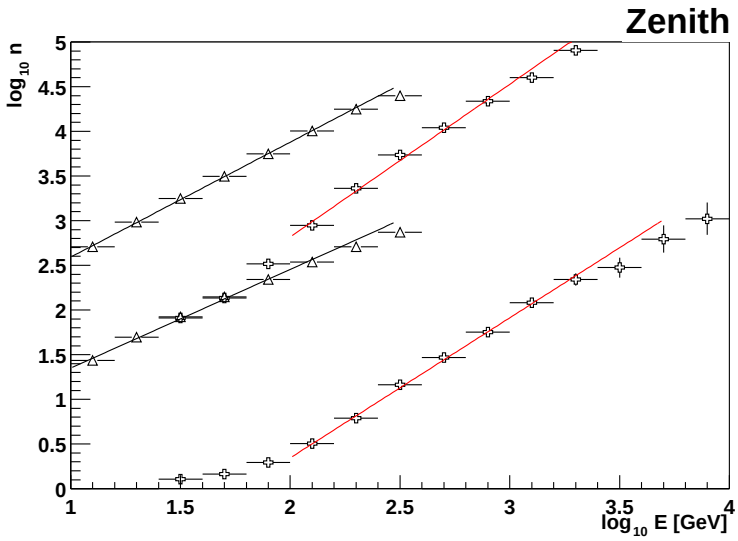


Fig. 4.11 – Nombre moyen de photons collectés (par intervalle logarithmique en énergie de la particule primaire dans la direction du Zénith) pour les gamma (triangles) et les protons (croix). Seules les gerbes avec un paramètre d'impact $imp < 100$ m sont utilisées. Les deux courbes du haut correspondent au nombre de photons Čerenkov collectés sur une surface égale à celle de l'ensemble des héliostats, les deux courbes du bas au nombre total de photoélectrons générés dans les photomultiplicateurs, avec une simulation complète de l'optique pour un pointé convergent à 11 km. Tandis que pour les gamma le rapport entre ces deux nombres (distance moyenne entre les deux lignes dans les intervalles choisis) est ≈ 26, pour les protons il est ≈ 390. On voit aussi une différence des pentes ajustées de 1.29 à 1.11 pour les gamma et de 1.71 à 1.57 pour les protons.

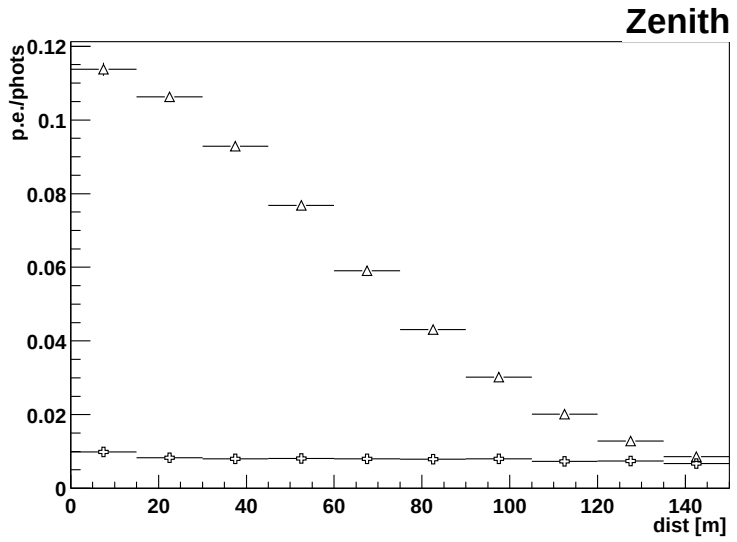


Fig. 4.12 – Rapport entre le nombre total de photoélectrons générés dans les photomultiplicateurs et le nombre de photons Čerenkov (selon la fig. 4.11), en fonction du paramètre d'impact de la gerbe (le pointé convergent à 11 km). Les particules primaires (dans la direction du Zénith) sont des gamma d'énergie entre 30 GeV et 300 GeV (triangles) et des protons d'énergie entre 200 GeV et 2 TeV (croix).

recouvrement des champs de vue pour les différentes altitudes de pointé : le point inférieur de cette zone descend de 11 km (pour le pointé à 20 km) à 6 km (pour le pointé à 8 km) ; la taille verticale de la zone de recouvrement diminue. On voit aussi une réduction de la dimension horizontale de cette zone (pour ces exemples son diamètre est $d \approx 0.01\,h$, où h est l'altitude de pointé). En conséquence, la surface de détection des gerbes est désormais limitée par cette zone et non par la tache de lumière Čerenkov comme c'est le cas pour les imageurs.

La collection de la lumière Čerenkov venant d'un volume restreint a des avantages et des inconvénients. Pour un pointé à 11 km l'extension verticale de la zone de recouvrement correspond bien au maximum d'émission Čerenkov des gerbes gamma au dessous de 100 GeV. Par contre pour les protons une fraction seulement des photons est émise à l'intérieur de cette zone, et donc le rendement en photoélectrons (en fonction de l'énergie primaire) est nettement réduit, ce qui augmente considérablement la suppression du fond hadronique (voir la fig. 4.11). On voit sur cette figure que pour les gamma on restaure aussi, avec l'effet du champ de vue, la (quasi) proportionnalité entre le nombre de photoélectrons et l'énergie primaire : le nombre moyen de photoélectrons par héliostat est donné par

$$n \approx 7 \left(\frac{E}{100\,\mathrm{GeV}} \right)^{1.1} .$$

Cette formule donne une valeur moyenne pour les gerbes ayant un paramètre d'impact $r_{imp} < 100\,\mathrm{m}$. Comme montré sur la figure. 4.12, pour les protons la fraction des photons Čerenkov qui traversent l'optique est presque constante, alors que pour les gamma (même si bien plus élevée) elle dépend fortement du paramètre d'impact de la gerbe. Ceci correspond à notre constatation que les gerbes hadroniques sont bien plus étalées que les gerbes électromagnétiques, et qu'elles peuvent déclencher l'instrument avec un paramètre d'impact jusqu'à 300 m. Mais cette dépendance de l'énergie primaire et avec le paramètre d'impact est bien plus compliquée et nous n'allons pas la discuter ici (un essai de paramétrer cette dépendance est donnée en annexe C suite à la discussion de calibration en énergie).

Chapitre 5

Électronique

Alors que le système optique de l'expérience CELESTE était limité notamment par la qualité des installations existantes de la centrale solaire, la structure de l'électronique pouvait être conçue sans aucune restriction. Le projet a utilisé deux idées essentielles : un échantillonnage à haute fréquence et un système de déclenchement mixte combinant des retards logiques et analogiques. Évidemment, la mise en oeuvre de ces principes assez novateurs n'a pas été simple. Quelques modèles seulement de systèmes d'échantillonnage (disponibles sur le marché au moment de la construction de CELESTE) atteignaient la fréquence d'échantillonnage demandée. Pour le développement de l'électronique de déclenchement, on s'est appuyé sur les travaux du laboratoire du *Centre d'Etudes Nucléaires de de Bordeaux-Gradignan* (CENBG). L'ensemble de l'électronique évolue de façon presque permanente non seulement en quantité (nombre des héliostats inclus) mais aussi en qualité (surtout celle du déclenchement suite aux problèmes rencontrés au cours du développement).

La chaîne du traitement du signal est habituellement divisée en trois sections (comme indiqué sur la fig. 5.1) :

le détecteur est responsable de la production du signal quand un électron est émis par la photocathode ; le signal parvient par une suite de pré-amplificateurs à un splitter dans la salle de contrôle ;

le trigger ou le **système de déclenchement** est responsable de la mise-en-temps des signaux provenant des différents détecteurs par une série de retards analogiques et logiques ; il est composé de modules de retards analogiques programmables et d'un sommateur suivi d'un discriminateur qui produit un signal logique ; ce signal entre dans un générateur de porte qui permet un retard supplémentaire, et se termine dans un voteur majoritaire qui permet une décision de déclenchement global ;

la digitisation est réalisée par des convertisseurs ADC rapides (« *flash* ADCs ») avec un module de synchronisation qui assure la distribution des signaux arrêt/marche au moment du déclenchement.

La simulation de l'électronique[1] reprend totalement cette structure. La tâche principale de cette simulation est de produire une sortie comparable aux données réelles. La comparaison directe entre la simulation et la réalité permet de vérifier notre compréhension du dispositif (surtout sa partie électronique) ainsi que le réalisme de la modélisation des processus physiques

[1] J'étais responsable du développement de l'ensemble des logiciels de cette simulation au cours de ma thèse. Les problèmes techniques de la réalisation sont détaillés dans l'annexe B.

intervenant lors de la formation du signal Čerenkov. Une fois un accord suffisant atteint, nous pouvons tester les procédures d'analyse et surtout développer des méthodes de reconstruction des paramètres initiaux des gerbes (énergie, direction,...).

Pour les événements Čerenkov, la simulation électronique utilise comme point de départ la sortie de la partie précédente, c. à d. de la simulation de l'optique de CELESTE. Cette sortie consiste en une liste de photoélectrons avec leur temps d'émission à partir de la photocathode du détecteur concerné. La partie électronique peut être également simulée dans un régime indépendant dans des modes d'acquisition alternatifs qui utilisent soit des sources de photons artificielles soit des impulsions injectées en aval des phototubes (comme décrit dans les paragraphes suivants).

Dans les paragraphes suivants les résultats de la simulation de l'électronique illustreront le comportement des différentes parties de l'installation ; chaque fois que ce sera possible nous les comparerons avec des données expérimentales (pour s'assurer de la fiabilité des prédictions basées sur cette simulation). Néanmoins, ici nous n'utiliserons que la sortie de la simulation électronique seule ; les résultats issus de la chaîne complète de simulation des gerbes, correspondant à la lumière Čerenkov, seront discutés dans un chapitre spécial. Examinons les 3 sous-ensembles de la chaîne électronique.

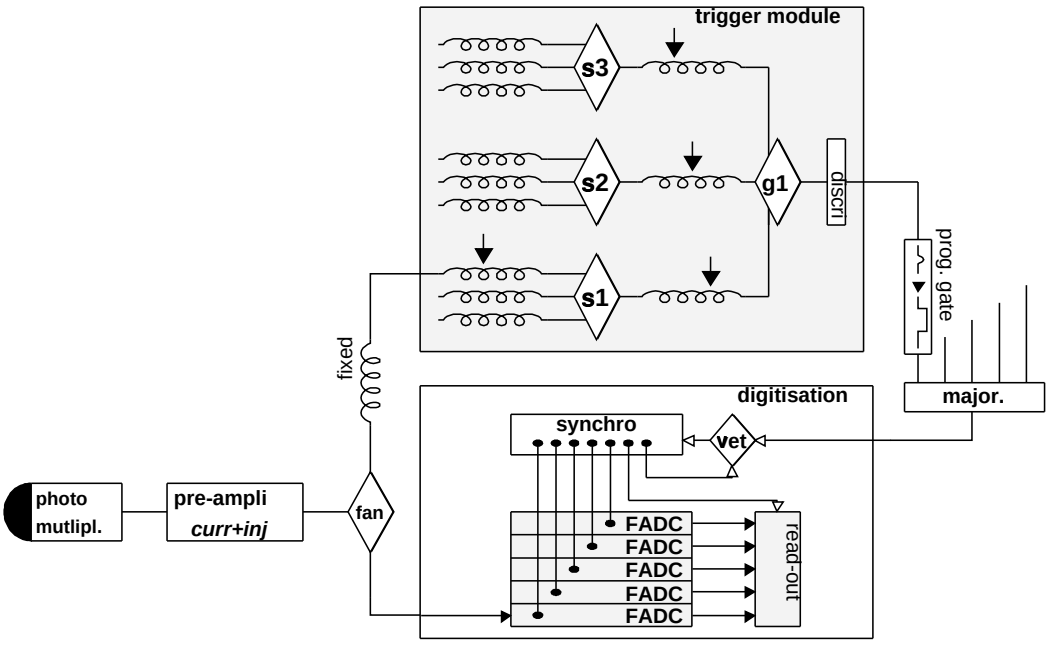


Fig. 5.1 – Schéma général de l'électronique de CELESTE. La partie déclenchement est représentée par un module qui combine les signaux de 9 voies au plus.

5.1 Détecteur

Dans ce paragraphe nous décrirons la formation du signal dans le détecteur et aborderons sa calibration *in situ* (en temps ainsi qu'en amplitude). Ici nous présentons les mesures directes faites pour obtenir les caractéristiques du signal ; introduisant ces paramètres dans la simulation électronique, nous pourrons vérifier indirectement ces résultats par la comparaison avec la structure du piédestal des données réelles, décrite dans le paragraphe suivant 5.2.

5.1.1 Installation

Toutes les caméras installées aux différents niveaux de l'optique secondaire (voir chapitre précédent) sont équipées de photomultiplicateurs Phillips XP2282B. Ce type, avec sa réponse rapide, est particulièrement adapté aux mesures temporelles, comme il a déjà été montré dans l'expérience Thémistocle (qui a utilisé une version précédente le XP2020). Les bases des photomultiplicateurs construites au *Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire*, Orsay, distribuent la haute tension entre les 8 étages du phototube. La tension entre la cathode et la première dynode est maintenue constante à un niveau plus élevé que celle des autres étages grâce à une diode Zener, qui permet d'autre part de couper le courant qui risque d'endommager le photomultiplicateur en cas d'illumination trop élevée. Un câble supplémentaire offre la possibilité d'injecter un signal artificiel dans chaque base (mode appelé *injection de charge*) afin de vérifier la réponse de l'électronique hors PM sans nécessité de mettre les photomultiplicateurs sous tension (par exemple dans la journée).

Il y a donc trois câbles – respectivement pour le signal, le circuit de disjonction et l'injection charge – qui relient chaque base avec une des cartes de pré-amplification (installées près des caméras). Ces cartes assurent plusieurs fonctions :

amplification : l'amplificateur de premier niveau (d'un gain ≈ 5) est suivi par un deuxième à large bande passante (d'un gain ≈ 20).

suivi des courants : la composante continue du signal provenant d'un photomultiplicateur est éliminée par un couplage capacitif (avant le pré-amplificateur) ; le potentiel aux bornes du condensateur, qui modifie le piédestal du signal, est donc proportionnel au courant moyen généré dans ce photomultiplicateur. La valeur de ce potentiel est mesurée par une carte ADC (branchée sur un ordinateur dans la salle de contrôle) ; l'ensemble des valeurs pour tous les détecteurs est visualisé et enregistré périodiquement. Ce système nous permet d'identifier toutes les voies insolites avec un éclairage trop bas ou trop élevé : la tension des photomultiplicateurs dont le courant dépasse une certaine limite est coupée automatiquement dans la carte de pré-amplification.[2]

L'alimentation des photomultiplicateurs est assurée par un module *LeCroy* qui peut être commandé soit en mode local soit à distance en utilisant le protocole TCP/IP. En début de nuit les photomultiplicateurs sont préchauffés pendant environ 30 minutes sous une tension plus basse ($\approx 800\,\mathrm{V}$) avant que la tension nominale ne soit réglée selon les commandes de la station de travail centrale.

Le gain g du photomultiplicateur (la charge libérée par un photoélectron) donne le rapport entre le taux de photoélectrons n et le courant i mesuré. En première approximation on peut

[2] En l'état actuel cette coupure affecte tous les PMs (jusqu'à 12) branchés sur la carte donnée et arrête l'acquisition tant que l'interrupteur n'est pas rebasculé par l'opérateur dans la salle de contrôle.

l'estimer à partir de l'amplitude moyenne A de l'impulsion d'un photoélectron et de sa largeur à mi-hauteur w mesurée à la sortie du détecteur (entrée du splitter)

$$i = n\,g \approx n\,A\,w\,/GR, \tag{5.1}$$

où le gain des pré-amplificateurs est $G \approx 100$ et l'impédance $R \approx 50\,\Omega$. Sous un fort éclairage ($n \sim 1\,\mathrm{GHz}$) le gain doit rester suffisamment bas (de l'ordre de $10^6\,e$) afin que des courants élevés (dépassants $100\,\mu\mathrm{A}$) n'endommagent pas les phototubes.

Le signal passe de l'amplificateur au splitter situé dans la salle de contrôle en traversant 115 ns de câble coaxial. La calibration *in situ* de la réponse des photomultiplicateurs a été faite au bout de ce câble et les formes d'impulsions utilisées dans la simulation correspondent au signal mesuré à ce point. En conséquence le photomultiplicateur, l'amplificateur et les câbles sont considérés comme un seul instrument car nous ne mesurons les paramètres qu'à la sa sortie de cet ensemble.

5.1.2 Caractéristiques du signal

Deux éléments temporels caractérisent en principe la réponse du photomultiplicateur :

le *temps de transit* l'intervalle entre le moment où un électron est libéré de la photocathode et où le signal atteint son maximum ou une certaine fraction de ce maximum,

la *forme d'impulsion* propre, décrite généralement par sa demi-largeur t_{mid} (expression abrégée de la largeur à mi-hauteur) et son temps de montée/descente t_{mon}/t_{des}.

Pour la technique d'échantillonnage du front d'onde Čerenkov, le choix du photomultiplicateur est déterminé par la nécessité d'avoir une impulsion brève (et principalement un temps de montée faible) et des fluctuations du temps de transit très petites. La plupart de ces fluctuations est due au temps de vol du premier électron entre la photocathode et la première dynode ; les fluctuations de vitesse des électrons suivants contribuent à élargir l'impulsion finale. La vitesse moyenne des électrons dans la cascade augmente avec la tension appliquée ; tous les principaux paramètres temporels (la durée du signal, son temps de montée et de transit) dépendent donc de la tension V selon la formule

$$t = t_0\,(V/V_0)^{-\delta}\,,$$

où δ est typiquement entre 0.5 et 0.7. L'expression donnant le temps de transit du photomultiplicateur entier contient aussi un terme constant (indépendant de V). Il vient du fait que la tension du premier étage reste constante grâce à la diode Zener. La valeur relativement élevée de cette tension $V_{zen} \approx 520\,\mathrm{V}$ assure un temps de transit de cet étage très court, et en conséquence des fluctuations plus petites du temps de transit du photomultiplicateur entier.[3]

La formule donnant la variation des caractéristiques temporelles du photomultiplicateur avec la haute tension devient à cause de l'effet de la diode Zener

$$t = t_0\,\left(\frac{V - V_{zen}}{V_0 - V_{zen}}\right)^{-\delta}. \tag{5.2}$$

Les valeurs fournies par le constructeur pour la tension nominale 2500 V sont 1.5 ns pour le temps de montée et 2.2 ns pour la demi-largeur. À la tension 1400 V ils deviennent 2.6 ns et

[3] Le temps de transit du premier étage dépend aussi de l'endroit où l'électron est libéré de la photocathode (et de sa direction). Selon le constructeur (Phillips) la différence des temps de transit entre le centre de la photocathode et un point périphérique situé à 18 mm est $0.5 \sim 0.7$ ns.

3.9 ns respectivement, à 1200 V les impulsions sont élargies à $t_{mon} = 3.2$ ns et $t_{mid} = 4.6$ ns. La valeur du temps de transit est selon Phillips 19 ns (à la tension $V_0 = 2500$ V). Mais nous ne nous intéressons qu'à la partie qui varie avec la haute tension selon la formule 5.2 ; le reste (indépendant de la tension appliquée) rentre dans une constante propre à chaque détecteur dans laquelle se cumulent tous les petits retards d'origines diverses. Nicolas Herault (LAL, Orsay) a présenté dans [36] les résultats de ses propres mesures ; en ajoutant un terme constant à la fonction 5.2 il obtient les paramètres $t_0 = 14.6$ ns, $V_0 = 1300$ V et $\delta = 0.5$.

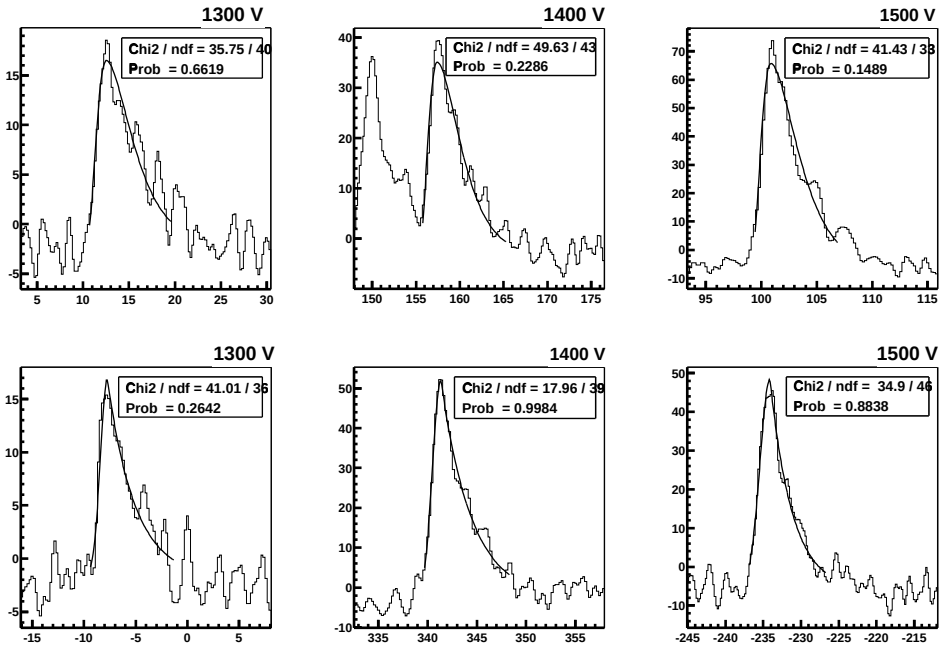


Fig. 5.2 – Trois exemples d'impulsions de photoélectron dans le photomultiplicateur de H25, mesurées avec l'oscilloscope à l'entrée du splitter. Les trois figures du haut montrent un ajustement avec la forme *double poissonnienne*, les figures du bas les mêmes pics ajustés avec la forme dite *gaus+expo*. La haute tension a été réglé à 1300 V, 1400 V et 1500 V respectivement. On peut constater que la forme poissonnienne sur-estime généralement la largeur du pic et sous-estime son amplitude tandis que le profil exponentiel étant plus pointu convient mieux autour du maximum de pic (avec une probabilité de χ^2 plus élevée) mais l'amplitude estimée est en moyenne plus élevée que la valeur réelle.

5.1.2.1 Forme de l'impulsion d'un photoélectron

Les premières mesures de la forme des impulsions produites par le photomultiplicateur ont été effectué *in situ,* avec des phototubes reliés aux amplificateurs. Nous avons utilisé l'oscilloscope Tektronix *TDS 620B* avec un échantillonnage de 0.2 ns. Les impulsions produites par des photoélectrons uniques ont été localisées dans des fenêtres (choisies de façon aléatoire pour que les paramètres des impulsions ne soient pas biaisés par le déclenchement). Une faible illumination est nécessaire pour limiter la probabilité de superposition de pics. Ces derniers sont ajustés avec une des fonctions décrites ci-dessous ; on obtient un ensemble d'environ 100 pics (ceux pour lesquels la qualité d'ajustement $\chi^2/n.d.f. < 3$). Quelques exemples de pics ajustés (correspondant à des hautes tensions différentes) sont présentés sur la fig. 5.2.

La forme traditionnelle pour le profil d'impulsion d'un photoélectron (appelée parfois la forme *gamma* nous la dénommerons la forme *poissonnienne* pour les raisons historiques) est

$$a(t) = A\,t^{\alpha}\,\mathrm{e}^{-\beta t} = A\,\mathrm{e}^{\alpha \ln t - \beta t} \tag{5.3}$$

où les paramètres α et β sont liés a $t_{mon} = \alpha/\beta$ (la valeur du t_{mid} ne peut être estimée qu'avec un calcul numérique itératif). L'inconvénient de cette fonction est son domaine de définition limité à $t > 0$ et donc si $\alpha < 1$ cette fonction n'a pas de dérivée continue à 0. Afin de résoudre ce problème le profil est divisé en deux régions $t < t_{mon}$ et $t > t_{mon}$. Les paramètres α, β sont choisies indépendamment dans ces deux régions : dans la première nous fixons la valeur $\alpha = 3.6$ qui assure que la dérivé première $a'(t) \to 0$ à $t = 0$ avec la condition additionnelle $a(t_{mon}/2) = a(t_{mon})/2$.

Une forme différente proposée par Mathieu de Naurois décrit la partie montante comme une gaussienne, suivie par une exponentielle décroissante :

$$a(t) = \begin{cases} A\,\mathrm{e}^{-(t-t_{mon})^2/\alpha^2} & (t < t_{mon}) \quad (5.4) \\ A\,\mathrm{e}^{-\beta(t-t_{mon})} & (t > t_{mon}) \quad (5.5) \end{cases}$$

avec $\alpha = t_{mon}/(2\sqrt{\ln 2})$ et $\beta = \ln 2/(t_{mid} - 0.5\,t_{mon})$. Maintenant la discontinuité de la dérivée première se produit pour $t = t_{mon}$. Un remède possible consiste dans le remplacement de la partie exponentielle par la fonction « poissonnienne » 5.3 pour laquelle $\mathrm{d}a(t = t_{mon})/\mathrm{d}t = 0$. La forme d'impulsion devient

$$a(t) = \begin{cases} A\,\mathrm{e}^{-(t-t_{mon})^2/\alpha^2} & (t < t_{mon}) \quad (5.6) \\ A\,\mathrm{e}^{\alpha' \ln t - \beta' t} & (t > t_{mon}) \quad (5.7) \end{cases}$$

où α' et β' sont encore liés par la condition $\alpha'/\beta' = t_{mon} = 2\alpha\sqrt{\ln 2}$ (la dérivée vaut 0 à $t = t_{mon}$). Les trois formes proposées sont comparées sur la fig. 5.3. À droite nous avons les distributions des valeurs $\chi^2/n.d.f.$ caractérisant la qualité de l'ajustement de ces trois formes aux pics qui appartiennent à l'ensemble mentionné ci-dessus. On peut constater que la forme 5.4 semble la meilleure car le maximum plus pointu et la queue plus longue d'une exponentielle correspondent mieux aux pics réels que la forme poissonnienne (eq. 5.6).

On estime les demi-temps de montée et descente (les endroits correspondant à la moitié de la valeur maximale sur la pente montante et descendante) pour chaque pic de notre ensemble dont l'ajustement est suffisamment bon ($\chi^2/n.d.f. < 2$). Le tableaux ci-dessous compare les valeurs obtenues :

type	$t_{mon}/2$[ns]	$t_{des}/2$[ns]	A[mV]	$\chi^2/n.d.f.$
double pois	1.10 ± 0.34	2.97 ± 0.69	42.5	1.37
gaus+expo	1.11 ± 0.29	1.97 ± 0.60	49.2	1.15
gaus+pois	0.93 ± 0.29	2.76 ± 0.63	46.9	1.19

La différence évidente des temps de descente estimés pour les différentes formes a pour origine le comportement différent autour du maximum. Tandis que la pente d'une courbe poissonnienne est nulle au maximum, la pente d'une exponentielle est maximale à ce point.

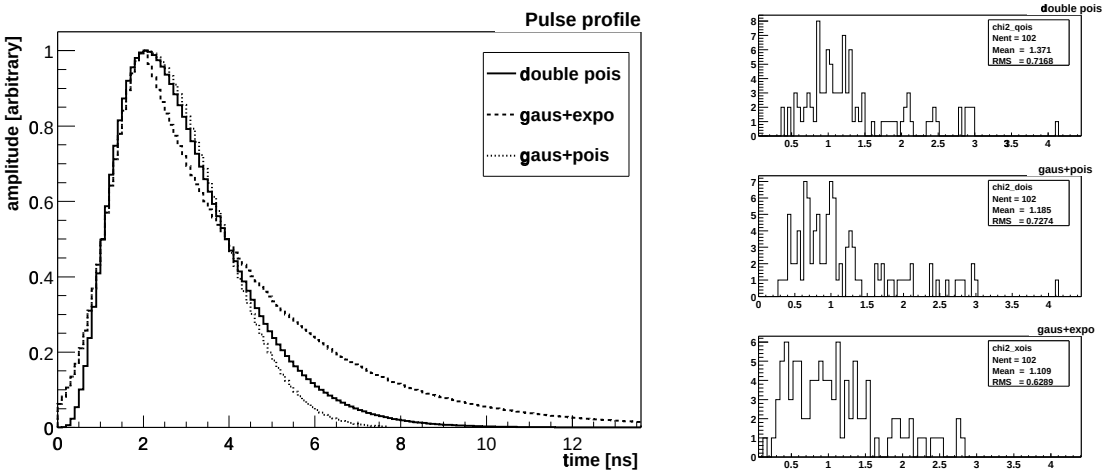


FIG. 5.3 – *à gauche* : comparaison des trois versions du profil temporel de la réponse du photomultiplicateur (pour les mêmes paramètres A, t_{mon} et t_{mid}) ; *à droite* : distribution du χ^2 divisé par le nombre de degrés de liberté pour l'ajustement de ces trois formes aux données obtenues avec l'oscilloscope.

Ceci appuie la remarque donnée au fig. 5.2 que l'ajustement d'une courbe exponentielle sous-estime le demi-temps de descente réel, en revanche l'utilisation d'une courbe poissonnienne donne un résultat sur-estimé.

En ce qui concerne les amplitudes moyennes $\bar{A}$ des pics ajustés on a un comportement opposé, comme montré dans la troisième colonne. La dernière colonne indique que la forme 5.4 (« gaus+expo ») est probablement un peu plus près du profil réel que la forme 5.6 (« gaus+pois »).

Les mesures à l'oscilloscope ont été faites avec des hautes tensions entre 1300 V et 1500 V, suffisamment proches des valeurs utilisées pendant l'acquisition normale. La variation du temps de montée ou descente avec la haute tension ne peut pas être mise en évidence dans un intervalle si limité mais les valeurs montrées sur la fig. 5.4 sont compatibles avec la fonction 5.2 avec $\delta \approx 0.7$. Par contre l'amplitude des pics croît clairement avec V (la méthode précise de la mesure de cette fonction est décrite dans le paragraphe suivant). Comme le gain de chaque dynode (nombre d'électrons libérés par l'impact d'un électron) est proportionnel à l'énergie gagné par les électrons dans le champ électrique, l'amplitude (moyenne) à la sortie dépend de la haute tension comme

$$A = A_0 \left(\frac{V - V_{zen}}{V_0 - V_{zen}} \right)^{\lambda} \tag{5.8}$$

où $\lambda = (0.65 \sim 0.75)\, n$ où n devrait correspondre au nombre d'étages (sans la première dont la tension est fixée). L'amplitude de l'impulsion d'un photoélectron varie autour de cette valeur selon une distribution gaussienne avec $\sigma \approx (0.3 - 0.5)$ A. La variation possible de σ avec la haute tension sera discutée avec l'estimation des paramètres de la fonction 5.8 dans le paragraphe 5.1.3 traitant la calibration des photomultiplicateurs.

Nous n'avons pas trouvé de corrélation significative entre largeur et amplitude d'impulsion d'un photoélectron ou entre temps de montée et de descente.

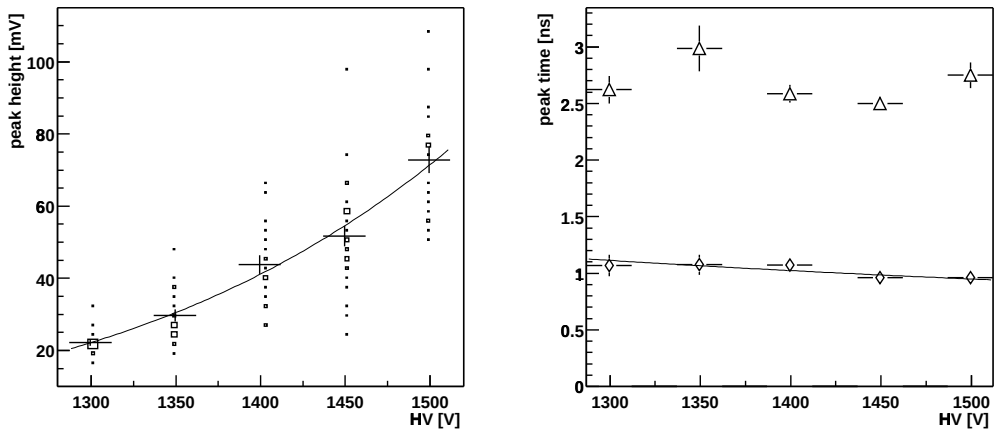


Fig. 5.4 – Paramètres obtenus par l'ajustement de la forme « double poissonnienne » ; *à gauche :* l'amplitude en fonction de la haute tension V ; *à droite :* la variation du temps de montée (losanges) et de descente (triangles) : la ligne en trait plein correspond à l'ajustement de la fonction 5.2 avec le paramètre $\delta = 0.7$.

5.1.3 Calibration du gain des photomultiplicateurs

Le gain du photomultiplicateur dépendant fortement de la haute tension appliquée, les valeurs des HT peuvent être choisies de façon à égaliser la réponse des différentes voies. L'idée initiale était de minimiser les différences entre les courants[4] mesurés à la sortie des photomultiplicateurs (de façon à gommer le vieillissement des phototubes). Mais il existe d'autres motivations plus importantes pour la calibration : (1) toutes les voies devront avoir le même poids dans la décision de déclenchement ; (2) on demande la même gamme dynamique pour toutes les voies de digitisation. Pour les courants il s'agit d'égaliser les *gains* (la charge collectée par un électron libéré de la photocathode), ici il s'agit d'*amplitude* ; cependant, comme la largeur des impulsions ne varie pas beaucoup entre les voies, les résultats de la calibration en gain et en amplitude sont à peu près équivalents.

En fait on cherche à obtenir la même réponse pour une intensité de lumière donnée (provenant soit des événements Čerenkov, soit du fond de ciel) et ceci nécessite d'inclure l'efficacité de collection de lumière. Cette efficacité changeant avec la direction de pointé on ne peut établir que l'équilibre des valeurs moyennes. Cette analyse assez délicate, effectuée par Philippe Bruel et Jamie Holder, sera discutée plus loin.

Ici nous ne considérons que la première partie de la démarche, qui consiste, pour chaque photomultiplicateur, à estimer les paramètres A_0 et λ de la fonction 5.8. Nous avons déjà vu une première approximation de cette fonction sur la fig. 5.4 mais la statistique des mesures avec l'oscilloscope est insuffisante et la méthode trop pénible pour être utilisée sur toute les voies. La méthode adoptée pour la calibration *in situ* se fonde sur la mesure du *pic de photoélectron unique*.

[4] L'éclairage des photomultiplicateurs du au fond du ciel varie sensiblement entre les voies suivant l'efficacité de collection de lumière.

La méthode du pic du photoélectron unique

Les résultats présentés ci-dessous proviennent de mon travail au cours des premières étapes de la construction de CELESTE ; ils ont été affinés plus tard en coopération avec Philippe Bruel. Le principe de cette méthode est l'analyse de la distribution des amplitudes des pics provenant d'un détecteur. On obtient cette distribution en comptant le nombre d'événements, où le signal dépasse un seuil donné du discriminateur.[5] Le spectre différentiel (la dérivée de la distribution précédente) montre, au-delà de la région dominée par le bruit (d'origine électronique), dénommée le piédestal, un maximum local correspondant aux impulsions produites par un photoélectron unique. La position et la largeur du maximum donnent l'amplitude moyenne de ces impulsions et leurs fluctuations. Le premier pic peut être suivi par une série de bosses, produites par des événements initiés par deux (ou plusieurs) photoélectrons. Ces pics sont plus larges (parce que les photoélectrons initiaux ne sont pas forcement synchrones) et ils se chevauchent ; pour cette raison seulement le premier pic est intéressant pour la calibration.

Une illumination très faible est nécessaire pour que les événements à plusieurs photoélectrons restent peu probables par rapport à ceux à un seul photoélectron. Pour cela on ajuste un éclairage indirect des photomultiplicateurs (en évitant des lampes fluorescentes à cause de la périodicité de leur émission).

Selon notre définition des détecteurs le signal doit être mesuré à l'endroit où il entre dans le splitter. Les câbles provenant des amplificateurs entrent dans les discriminateurs de la carte CAEN V258, dont les sorties sont branchées sur la carte des échelles (CAEN V260). Pendant la calibration le seuil des discriminateurs est augmenté périodiquement avec un pas choisi (le pas minimal étant 2 mV) ; les échelles sont lues et remises à zéro avec la même période. Le réglage des seuils et la lecture des échelles sont assurés par un contrôleur Motorola (présent dans le même châssis VME) dont le système opérationnel Lynx est un clone d'UNIX adapté pour les processus en temps réel. Les logiciels, développés pour cette tache par David Smith et moi-même, ont été finalement remplacés par un logiciel polyvalent *Axel* (un acronyme de « acquisition CELESTE ») développé par Nicolas Briand pour le pilotage de l'ensemble du dispositif électronique. Ce logiciel permet d'envoyer des commandes aux diverses cartes et de récupérer les données sous forme de blocs. Ces blocs peuvent être transmis à un ordinateur pour une analyse rapide ; une vérification interactive des résultats est souvent nécessaire pour faire un choix correct du seuil minimum et maximum à utiliser.

Malgré la simplicité de cette méthode plusieurs problèmes (montrés sur la fig. 5.5) apparaissent :

- la précision avec laquelle le processeur mesure la durée des périodes entre le changement de seuil et la lecture n'était pas suffisante ; pour contrôler ceci on dédie une voie d'échelle à un signal de référence issu d'un générateur d'impulsions ;
- le compteur des échelles est automatiquement remis à 0 quand il dépasse la valeur maximale de 2^{24} événements (ceci arrive surtout dans la région du piédestal où le taux de comptage est très élevé) ; cet effet est corrigé pendant le calcul du spectre différentiel ;
- pour améliorer la statistique on fait plusieurs cycles de lecture au même seuil ; le premier et le dernier cycle sont rejetés pour éviter des erreurs de comptage possibles au cours de la modification du seuil ;
- même avec une statistique suffisante certaines voies du discriminateur montrent un comportement bizarre avec des effets périodiques (comme montré sur le deuxième graphique

[5] Cette méthode, déjà utilisée dans la phase précédente de CELESTE, a été développée par Berrie Giebels et David Smith, à partir d'une idée initiale de l'expérience HEGRA.

de la fig. 5.5) ; l'explication la plus probable attribue cet effet aux pas irréguliers entre les seuils voisins – certaines valeurs de seuils deviennent donc plus probables que d'autres ; ces voies ont été exclues de la calibration ;
– même dans les voies restantes où les pas sont réguliers leur valeur absolue peut être cependant assez différente de la valeur nominale 2 mV : la tache nécessaire de re-calibration des discriminateurs a été réalisée par Roland Le Gallou (CENBG).

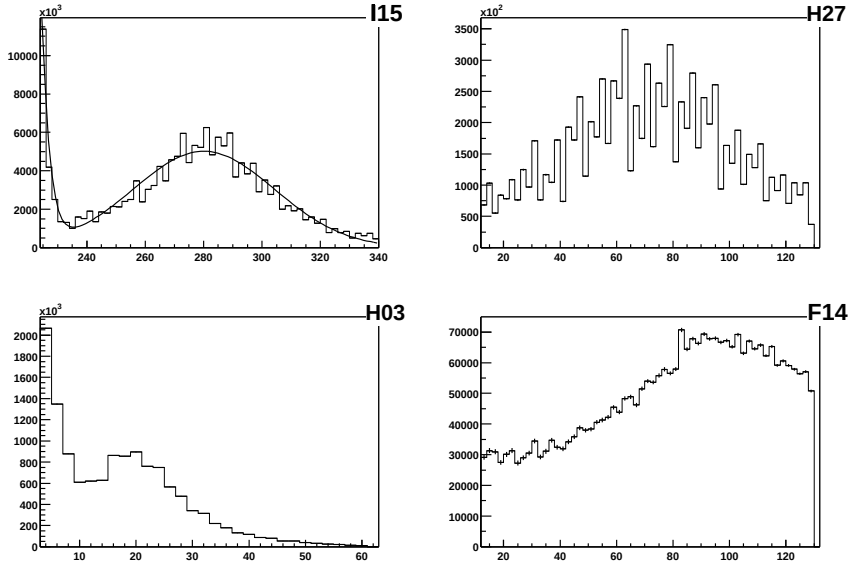


Fig. 5.5 – Distribution des amplitudes de pics de photoélectron unique : *en haut à gauche :* combinaison de deux gaussiennes ajusté à la distribution mesurée ; *à droite :* mesure pathologique due aux problèmes de discriminateur ; *en bas :* problèmes avec la détermination de la position des pics pour un gain trop bas et trop élevé : dans le premier cas on voit la contamination du bruit d'électronique, dans le second cas on est limité par le seuil maximal du discriminateur.

La distribution des amplitudes de photoélectron unique peut être ajustée par la somme de deux gaussiennes correspondant au pic du piédestal et du photoélectron unique. La position du piédestal varie avec le gain à cause du couplage capacitif à la sortie du photomultiplicateur. La valeur A cherchée est la distance entre les deux maxima. Malheureusement, la séparation de ces deux maxima sous les conditions nominales (l'amplitude $A = 10 \sim 15\,\mathrm{mV}$) n'est pas suffisante. Pour pouvoir faire une mesure correcte il faut augmenter la tension des PMs au delà de la valeur nominale (autour de 1200 V) à des valeurs entre 1300 V et 1700 V (la limite supérieure vient du maximum du seuil de discriminateur à 256 mV). L'extrapolation 5.8 à des valeurs inférieures à celles utilisés pour la mesure est une source supplémentaire d'erreur.

La largeur du pic à un photoélectron est proportionnelle à la fluctuation d'amplitude des impulsions du photoélectron. La dépendance de la fluctuation relative σ/A avec la haute tension n'est pas aussi évidente que celle de l'amplitude A ; si l'on adopte une paramétrisation de la forme5.8l'exposant λ varie largement d'une voie à l'autre. La valeur moyenne (comme pour le cas montré sur la figure 5.6) est $\bar{\lambda} \approx -1$. La fluctuation relative utilisée dans la simulation sera donc calculée selon la formule

$$\sigma/A = \mu_0 \, (V_0 - V_{zen})/(V - V_{zen})$$

où $\mu_0 = 0.5$ pour $V_0 = 1260\,\mathrm{V}$.

Une asymétrie bizarre de la distribution correspondant à un photoélectron, présent sur le dernier graphique de la fig. 5.5, est caractéristique de mesures à haut gain. Nous attribuons cet effet à un certain nombre de photoélectrons mal focalisés (par exemple ceux issus au bord de la photocathode) dont le facteur d'amplification dans la première dynode est réduit.

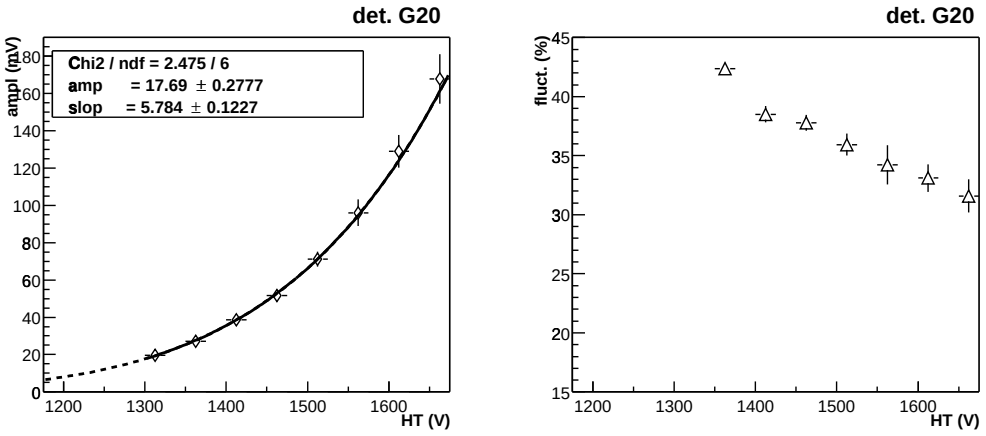


Fig. 5.6 – *à gauche :* amplitude moyenne A des événements à un seul photoélectron ajustée avec la fonction 5.8 ; *à droite :* fluctuation relative de ces mêmes amplitudes, calculée comme le σ d'une courbe gaussienne correspondant au photoélectron unique, divisé par A.

5.2 Digitisation

La conversion d'un signal analogique sous forme digitale à une fréquence au delà de 1 GHz était un grand défi technologique à l'époque de la conception de CELESTE. Les quelques modèles de convertisseurs analogique-digitaux rapides (en abrégé FADC pour *flash analog-digital convertor*) disponibles sur le marché capables d'accomplir une telle tache devaient être considérés comme des prototypes. Ceci s'est traduit dans le prix des convertisseurs – les FADCs représentent une des parties les plus importantes du budget de CELESTE. Cet investissement est rentabilisé par l'obtention d'une très bonne résolution en temps et en amplitude. Encouragée par le succès de nos premiers pas de pionniers dans l'analyse des données FADC, la collaboration STACEE a elle aussi décidé d'implanter une digitisation à haute fréquence dans son expérience. L'exploitation du contenu extrêmement riche des données FADC est un long chemin. Dans ce chapitre nous ne traiterons que des propriétés de la composante du fond qui forme le bruit dans les données (l'analyse des pics Čerenkov sera décrite dans le chapitre suivant.). Ce bruit qui donne le piédestal du signal que nous recherchons doit être bien maîtrisé (ayant des conséquences directes sur la précision de la mesure du signal) et dans les paragraphes suivants nous voulons nous assurer que la simulation est capable de modéliser le bruit avec les caractéristiques suffisamment proches de celles du bruit obtenu dans les données réelles.

5.2.1 Le principe

Seulement 18 détecteurs ont été utilisés dans la première phase des observations de CELESTE. À cette époque on ne disposait que de six exemplaires de carte STRUCK modèle DL515 dont 4 voies étaient capables d'échantillonner à 250 MHz. Quand le signal traverse ces 4 voies avec des câbles de 1 ns de retard entre eux on peut obtenir un échantillonnage effectif à 1 GHz. Le faible nombre de voies disponibles nous a obligé à sommer les sorties de détecteurs par trois. Pour chaque triade nous avons choisi des héliostats dont les distances à la tour étaient suffisamment différentes pour que les signaux Čerenkov – pour la plupart des directions de pointé – n'arrivent pas en même temps. La conséquence inévitable de la sommation des signaux est une contamination par un bruit de fond trois fois plus élevé et une résolution affaiblie des pics reconstruits.

Pour la phase suivante avec 40 détecteurs, ces cartes ont été remplacées par les nouveaux FADCs produits par ETEP, une entreprise française installée à Toulon.[6] Le modèle 301C contient deux voies échantillonnant réellement à 1 GHz. La fréquence d'échantillonnage fourni par un générateur d'impulsions externe a été abaissé à une fréquence avoisinant 940 MHz. On s'est aperçu que ce petit changement de la fréquence d'échantillonnage réduit considérablement le nombre des événements mal formés à cause d'erreurs de synchronisation. Le signal digitisé (sur 1 octet) est sauvegardé dans un buffer circulaire de 2048 échantillons, donnant une profondeur de mémoire suffisante pour la lecture du signal Čerenkov qui peut arriver jusqu'à 800 ns avant le signal de déclenchement (le temps nécessaire à la formation du déclenchement est autour de 1 μs). Ce buffer est constitué de 8 mémoires distinctes qui reçoivent les données en alternance à un taux de 125 MHz.

5.2.2 Calibration des FADC

La conversion d'un signal analogique en un temps aussi court que 1 ns n'est faisable que par comparaison directe avec un jeu de comparateurs en parallèle. Alors que la précision relative du réglage de ces seuils est suffisante, les différences entre les seuils voisins peuvent différer largement de la valeur théorique d'un pas $1\,dc \approx 7\,\mathrm{mV}$. A cause des erreurs d'espacement des seuils certaines valeurs digitisées sont plus fréquentes que d'autres : ceci produit une « *signature* » caractéristique dans une voie donnée de FADC. Comme on ne dispose pas de la mesure des valeurs absolues du jeu complet de seuils, cet effet ne peut pas être reproduit dans la simulation.

Afin de modéliser correctement la réponse des FADC aux impulsions étroites on doit prendre en compte la bande passante de l'étage d'entrée. Sa limite supérieure de 500 MHz (la valeur fournie par le constructeur) devient critique pour les impulsions issues des photomultiplicateurs ayant un temps de montée ≈ 2 ns. Heureusement l'oscilloscope TEKTRONIX TDS 620B utilisé pour la calibration est caractérisé par la même bande passante donc les effets de diminution de hauteur des signaux due à leur élargissement devraient être équivalents dans les deux instruments. Roland le Gallou a calibré les cartes FADC avec une impulsion de 10 ns de largeur, placée sur un piédestal de 230 mV. Le résultat moyen

$$a\,[\mathrm{mV}] = -7.07\,a\,[dc] + 70 \tag{5.9}$$

[6] La proximité du lieu de production s'est montrée être très intéressante pendant l'installation de ce nouveau type des FADC : les cartes défaillantes étaient réparées ou remplacées sans aucun retard. On suppose que la compagnie ETEP a apprécié également notre faculté d'identifier et d'analyser les pathologies, permettant ainsi d'améliorer ce modèle.

ne diffère du résultat de calibration par une tension continue que par un petit changement du piédestal. Il est intéressant de noter qu'on a observé une diminution de gain de 3% suite à l'augmentation du taux d'échantillonnage de 940 à 970 MHz.

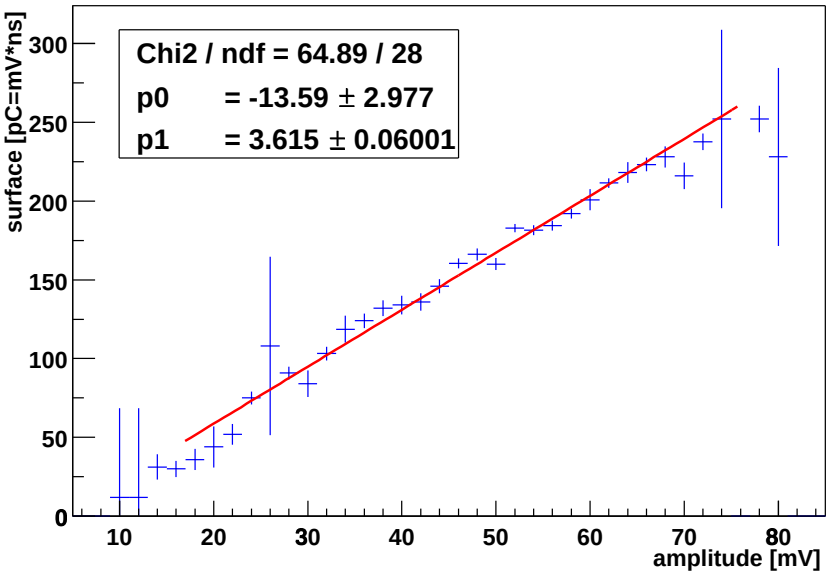


FIG. 5.7 – Corrélation entre l'amplitude et la surface des pics à un photoélectron pour des données FADC prises à bas éclairage et pour une voie particulière (I24). La haute tension est réglée de façon à ce que l'amplitude moyenne des impulsions à un photoélectron soit égale à 50 mV. La pente (paramètre p_1) donne la largeur moyenne des pics, la constante p_0 dépend seulement du choix de piédestal.

La valeur moyenne du signal sortant du détecteur étant nulle à cause du couplage capacitif, un piédestal convenable est à ajouter pour qu'on obtienne une conversion correcte des signaux de basse amplitude. La sortie du splitter allant vers les FADCs est adaptée à cet effet, avec une amplification supplémentaire d'un facteur ≈ 2. Pour le piédestal choisi au niveau de $20\,dc$, la gamme dynamique de $256\,dc$ correspond donc à un signal entre 70 mV et -825 mV à l'entrée du splitter.

Les impulsions d'un photoélectron Les FADCs peuvent être aussi utilisés pour la calibration en gain des photomultiplicateurs. On cherche (dans des conditions de faible éclairage) des pics à un photoélectron dans les données FADC. Nous obtenons ainsi directement le facteur de conversion des pas codeur de FADC en nombre de photoélectrons. En plus aucun re-câblage n'est nécessaire pour une telle calibration, autre avantage par rapport à celle utilisant des discriminateurs. Par contre le pas codeur (donnée par 5.9) est bien plus grand que le pas de réglage des seuils de discriminateurs et l'amplification dans le splitter est insuffisante à compenser cette différence.[7]

Roland le Gallou a mis en oeuvre cette méthode de calibration avec des résultats compatibles à ceux du paragraphe5.1.3, mais avec une résolution inférieure. Pour cette raison la

[7] On a envisagé une version alternative du splitter dans laquelle le gain en sortie vers la digitisation pouvait être augmenté, dans un but de calibration, jusqu'à un facteur 10.

calibration des nouveaux photomultiplicateurs (en cas de remplacement ou pour des voies supplémentaires) est faite à l'aide des discriminateurs, la méthode décrite ici restant une alternative adaptée pour le monitoring du vieillissement des phototubes.

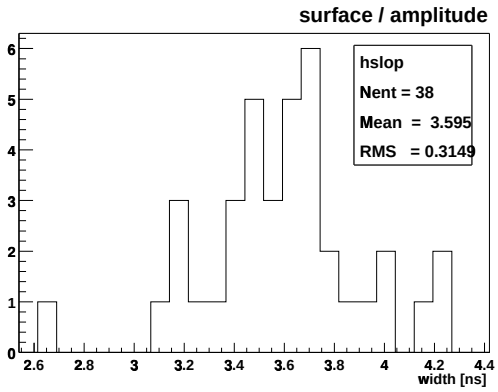


Fig. 5.8 – Distribution des pentes obtenues par ajustement linéaire de la corrélation entre l'amplitude et la surface, selon la fig. 5.7.

Malgré une précision insuffisante, les données FADC offrent une information plus riche que celle des discriminateurs sur les impulsions de photoélectrons uniques. L'échantillonnage à 1 ns des pics ne donne pas un nombre de points suffisant pour l'ajustement d'une fonction mais elle nous permet d'estimer la surface du pic, c. à d. la charge libérée par un photoélectron (exprimée en dc). Cette valeur divisée par l'amplitude du pic donne une mesure de la largeur w du pic (voir l'ajustement d'une fonction linéaire sur la fig. 5.7). Les pentes d'un ajustement de ce type obtenues pour toutes les voies montrent une distribution (fig. 5.8) centrée autour de $\bar{w} \approx 3.6\,\mathrm{ns}$ proche de la largeur des impulsions obtenues à l'oscilloscope. On conclut que la bande passante des FADCs produit les effets attendus et que les mesures à l'oscilloscope sont compatibles avec les données digitisées.

Cette méthode nous permet d'aborder la *calibration en charge* qui nous offre une conversion plus précise du signal digitisé en nombre de photoélectrons que la calibration en amplitude. Le rapport entre l'amplitude d'un pic Čerenkov et la somme des amplitudes des impulsions de photoélectron unique qui forment ce pic dépend de l'isochronisme des photoélectrons (le facteur de sommation sera discuté en détail dans le chapitre suivant). Par contre les surfaces (i.e. les charges) des impulsions peuvent être sommées directement ; on devient aussi insensible à l'effet d'élargissement des pics. Néanmoins, la variation du facteur de sommation est dominée par la fluctuation des amplitudes des impulsions de photoélectron unique, qui affecte de la même façon la calibration en charge et en amplitude.

5.2.3 Piédestal

Le piédestal est formé (à une composante mineure près due au bruit électronique) par la superposition des impulsions d'un photoélectron produites par la lumière du bruit de fond,[8] et donc sujet à des variations entre voies mais aussi au cours du temps. En conséquence, le

[8] Dans le cas de CELESTE, le taux de ces photoélectrons est assez élevé et le temps moyen entre les impulsions (env. 1 ns) est bien inférieur à sa largeur.

niveau du piédestal et sa fluctuation sont estimés séparément pour chaque prise de données et chaque voie. Ces paramètres sont importants dans la procédure de recherche des pics, comme détaillé dans le chapitre suivant.

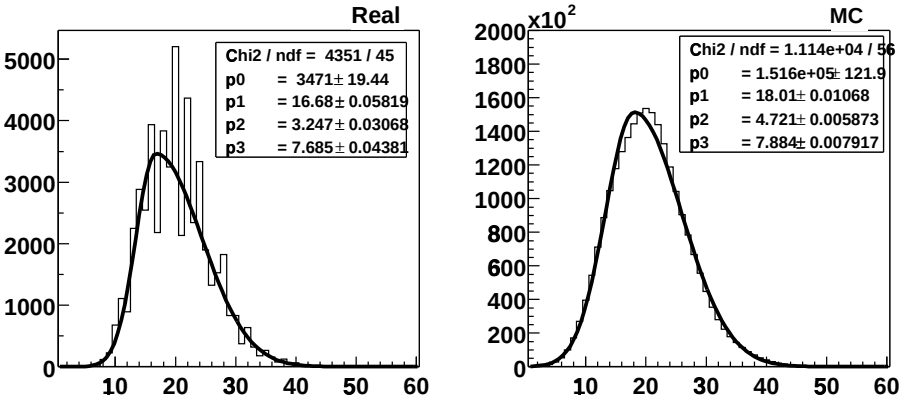


FIG. 5.9 – Distribution des valeurs digitisées des piédestaux d'une voie choisie, *à gauche* : pour l'acquisition réelle (Crabe près du transit) ; *à droite* : pour des données simulés avec la même orientation du télescope. L'histogramme du piédestal réel ne peut pas être ajusté directement à cause de la signature du FADC correspondant : Mathieu de Naurois dans son analyse a choisi de lisser une telle distribution par la convolution avec une gaussienne dont la largeur est déduite après ajustement.

Afin d'obtenir une distribution des valeurs de piédestal non biaisée, on doit exclure les régions affectées par un quelconque signal (correspondant,dans l'acquisition normale, à la lumière Čerenkov). Dans l'acquisition normale, les pics sont centrés dans les fenêtres digitisées. Le piédestal est extrait de la partie qui précède de $15 \sim 20$ ns le centre de la fenêtre ; on ne considère pas les valeurs à droite du pic principal qui risquent d'être perturbées par les post-impulsions *(afterpulses)*[9] dans le phototube.

Le piédestal peut être calculé d'une autre façon à partir des échantillons ne contenant que du bruit de fond, enregistré dans des intervalles aléatoires (avec un déclenchement logiciel). Cette méthode permet de réduire la taille des fenêtres digitisées (et donc le temps mort dû à la lecture des données ainsi que la taille sur disque). La mise en place de cette méthode est envisagée une fois les problèmes de pics mal positionnés (discutés dans le paragraphe 6.1.2) résolus.

Dans les conditions expérimentales habituelles (un taux de photoélectrons du fond de l'ordre du 1 GHz) la distribution des valeurs des piédestaux peut être assimilée à une gaussienne asymétrique. Sa largeur à gauche étant plus petite que celle à droite (à cause de la forme pointue des impulsions de photoélectron), la valeur moyenne de cette distribution se trouve au dessus de son maximum. La fig. 5.9 compare ces distributions pour des données réelles et simulées.

La valeur moyenne étant arbitraire (dépendant du niveau de piédestal ajouté dans le splitter), ce n'est que la largeur (à droite ou à gauche) qui est reliée au taux de photoélectrons n. La variation du piédestal σ^2, calculée comme le carré de la demi-largeur à droite, devrait être proportionelle à ce taux et aussi (par la formule 5.1) au courant i.

[9] Ce sont des pics de faible amplitude créés par des ions émis lors de la multiplication des électrons.

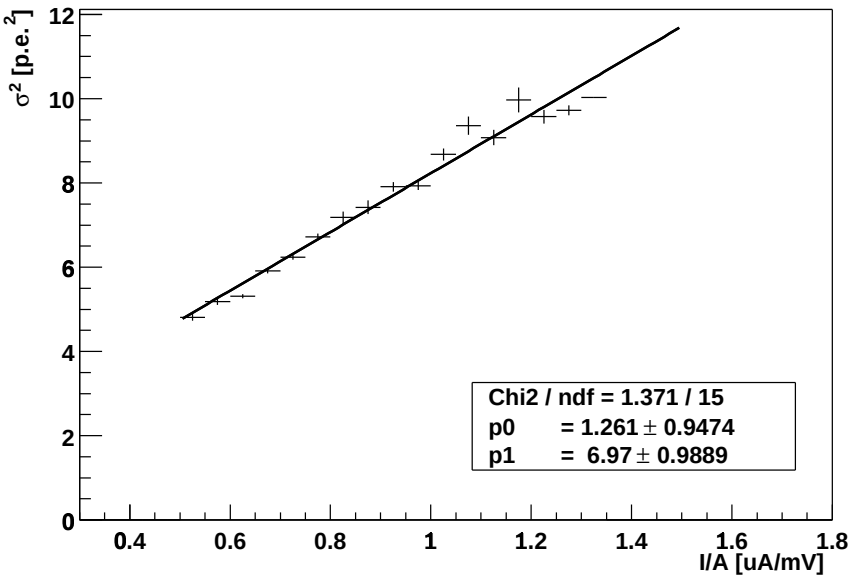


Fig. 5.10 – Relation entre le courant (divisé par l'amplitude d'un photoélectron pour le gain choisi) et le carré de la variation du piédestal (en unités de photoélectron) pour un ensemble d'acquisitions et une voie particulière de digitisation.

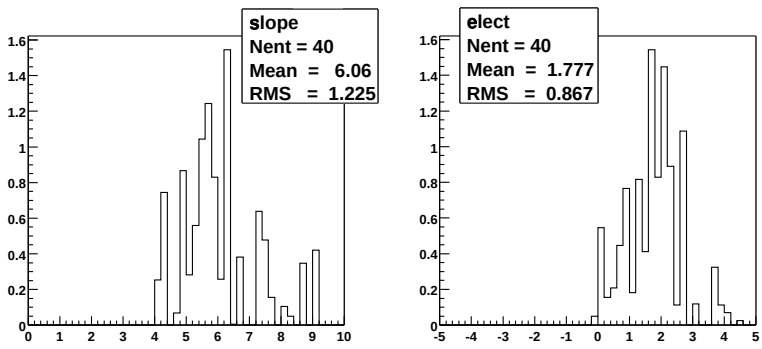


Fig. 5.11 – Résultats de l'ajustement linéaire de la relation montrée sur la figure précédente : distribution des pentes et des constantes pour les 40 détecteurs.

Effectivement toutes les voies (ou presque) montrent une nette relation linéaire entre ces deux variables lorsque l'intensité de lumière du ciel nocturne varie (fig. 5.10). Les paramètres d'un ajustement linéaire de σ^2 (exprimé en photoélectrons) en fonction de i/A (courant divisé par l'amplitude moyenne A afin de corriger pour les variations de gain entre les observations) des 39 voies sont histogrammés sur la fig. 5.11. La constante σ_e^2 de l'ajustement linéaire, que l'on attribue au bruit électronique, peut varier largement entre les différentes voies.[10]

Comme le montre la fig. 5.12, la dépendance linéaire de σ^2 avec le taux de photoélectrons n

$$\sigma^2 = \sigma_e^2 + c\,i/A = \sigma_e^2 + c\,n\,w/RG = a + bn \tag{5.10}$$

est reproduite dans la simulation. La figure 5.13 montre que pour des événements simulés la pente b est bien proportionnelle à la valeur $w = gGR/A$ (correspondant à la largeur des impulsions utilisées pour la génération du bruit de fond). Dans ce graphique on obtient un rapport $b/w \approx 0.8$ est plus petit que la valeur moyenne expérimentale du facteur $c/RG \approx 1.2$, issu de la distribution sur la fig. 5.11. Cette différence peut être attribuée à une valeur de RG plus grande que $5\,\mathrm{k}\Omega$ nominal. Heureusement, elle n'affecte pas les résultats de la simulation, la calibration des détecteurs étant faite après les pré-amplificateurs.

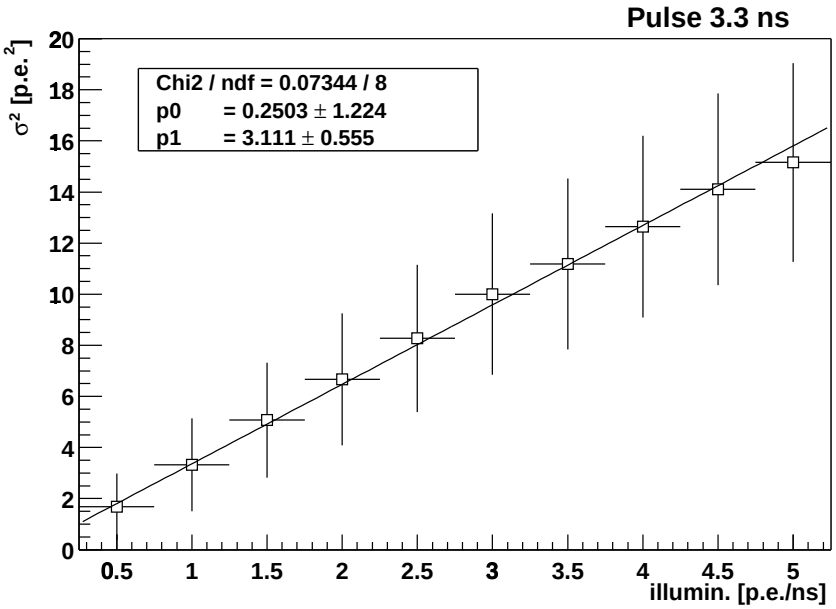


Fig. 5.12 – Relation similaire à la fig. 5.10, mais pour des données simulées : ajustement linéaire entre le taux de photoélectrons simulé et le carré de la variation du piédestal.

[10] Le cas de voie G15 (absente dans la distribution des paramètres ajustés) est particulier : l'intensité de ce bruit saute entre deux niveaux. On explique cet effet par une source supplémentaire de bruit électronique qui s'ajoute par intermittence au piédestal.

5.2.3.1 Bruit de fond du ciel

Le taux n de photoélectrons du fond dépend de l'intensité de la lumière du ciel nocturne et de l'efficacité de collection de l'optique de CELESTE, estimée à l'aide de la simulation. L'intensité de la lumière varie largement avec les conditions météorologiques (ainsi que le nombre d'étoiles dans le champ de vue), et l'efficacité de collection change avec la direction de pointé, produisant les différences observées dans la contamination des données par le bruit de fond.

Une composante supplémentaire de lumière diffuse provient de la réflexion de photons par le sol autour des héliostats. Sa contribution réduit la variation des courants mesurés en fonction de la direction de pointé (l'éclairage des phototubes dépend principalement de la surface projetée des héliostats).

La réflectivité du sol n'est pas du tout constante (les courants peuvent monter d'un facteur ≈ 3 quand la neige fraîche recouvre le champ) mais pour nos considérations nous prendrons une valeur moyenne pour l'albédo autour de 0.3 (pour des conditions sans neige). Simulant la transmission de cette lumière parasite à travers l'optique secondaire on estime le taux total de photoélectrons du fond entre 1.2 et 2.2 $p.e.\,\mathrm{ns}^{-1}$ (la limite inférieure correspond à des conditions optimales d'observation, la limite supérieure à des observations fortement perturbées par le bruit).

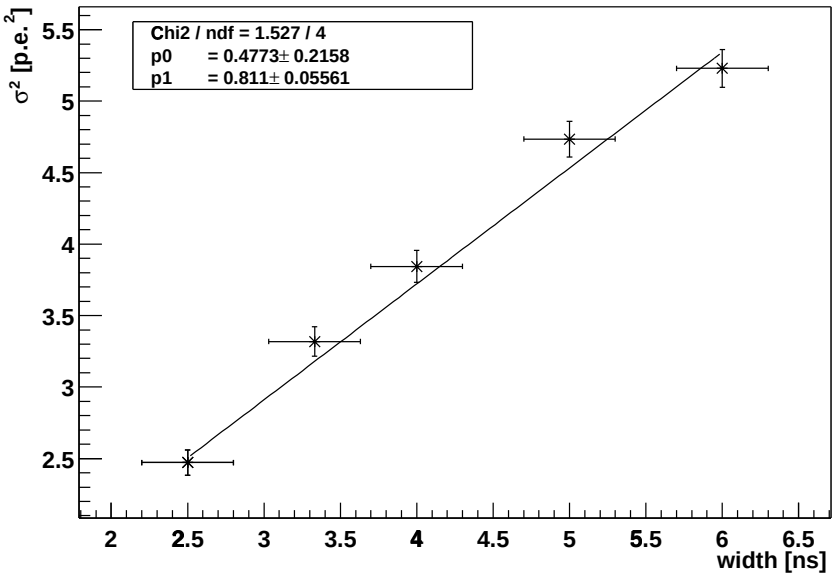


Fig. 5.13 – Variation du coefficient de proportionnalité b (pour un bruit de fond simulé) en fonction de w (*width*, le rapport entre la charge et l'amplitude de l'impulsion d'un photoélectron).

La fluctuation du piédestal dans les données réelles varie (voir la fig. 5.10 pour une voie choisie) entre 5 et 10 $p.e.^2$ Selon la fig. 5.12 (obtenue à partir d'une simulation avec des impulsions de 3.3 ns) le taux de photoélectrons devrait être entre 1.5 et 3.0 $p.e.\,\mathrm{ns}^{-1}$, en désaccord avec les estimation directes ci-dessus. Pour arriver à reproduire les fluctuations réelles du piédestal avec un éclairement entre 1.0 et 2.0 $p.e.\,\mathrm{ns}^{-1}$ il faut élargir les impulsions jusqu'à 5.0 ns.

On peut donc proposer une modification des caractéristiques de la forme de l'impulsion d'un photoélectron obtenues par les mesures directes afin de pouvoir simuler le bruit de fond plus conformément aux données réelles.

5.2.3.2 Simulation du bruit de fond

La contamination par le bruit de fond est un des problèmes majeurs des expériences à grande surface comme CELESTE, et donc sa simulation correcte est essentielle pour une comparaison non biaisée avec les données réelles. La fluctuation des piédestaux a un impact direct sur la possibilité de trouver un signal Čerenkov dans des données FADC.

Bruit des photoélectrons Dans la simulation de l'électronique, chaque détecteur a une forme d'impulsion associée (correspondant à l'émission d'un photoélectron), qui a son propre temps de montée et de descente. La largeur des impulsions est constante tandis que les amplitudes fluctuent autour de la valeur moyenne donnée par la formule 5.8. Le temps de transit varie aussi dans un certain intervalle mais ceci n'a pas de conséquence pour des photoélectrons de fond arrivant aléatoirement. Le couplage capacitif branché au photomultiplicateur ne change pas la forme d'impulsion de façon significative, grâce à la grande valeur de la constante RC. Il produit une longue queue négative[11] qui décroît comme $b\,\exp(-(t-t_1)/RC)$ après avoir passé le point le plus bas à t_1. Ayant la même surface S (avec le signe opposé) que la partie positive du pic, l'amplitude de cette queue vaut à peu près $b = S/RC$. Pour les valeurs typiques de la surface de l'impulsion d'un photoélectron à la tension nominale, et une constante RC des plusieurs centaines de nanosecondes, on obtient b de l'ordre de $10^{-4}\,\mathrm{V}$ (1% de l'amplitude positive de l'impulsion). Pour cette raison il n'est pas possible de mesurer la queue directement ; si le temps moyen entre les pics est plus petit que la constante RC, la superposition des multiples queues donne un déplacement du piédestal.

La queue ne devient mesurable que si un grand nombre de photon tombent presque simultanément sur la photocathode. Pour obtenir les paramètres corrects de cette queue il nous faudrait un écart temporel entre photons négligeable, ce qui n'est pas le cas pour des événements Čerenkov ou produits par des sources artificielles (comme un laser pulsé). Takashi Sako (Palaiseau) a développé une méthode originale, qui utilise les photons émis par les muons traversant les cônes de Winston. L'entrée des cônes étant obturés par des caches, les photons produits par l'effet Čerenkov dans le verre est la seule lumière que reçoit le phototube. Un tel éclair extrêmement court produit à la sortie du photomultiplicateur un signal proche de l'impulsion d'un photoélectron ; il fut adopté par Takashi Sako dans la procédure de *padding* (décrite dans le chapitre suivant). Dans son modèle la partie décroissante de l'impulsion est la combinaison de deux exponentielles, une avec une amplitude positive et l'autre, responsable de la queue, avec une amplitude négative. La paramétrisation de cette dernière donne la valeur de la constante du couplage capacitif $RC \approx 380\,\mathrm{ns}$.

La simulation de l'impulsion complète aurait besoin d'une fenêtre de plusieurs microsecondes de largeur. Afin de réduire le temps de calcul nécessaire cette fenêtre est écourtée à environ 300 ns et le reste de la queue (dont la surface est s_2) est traité comme un déplacement du piédestal. Pour un taux moyen n de photoélectrons du fond ce déplacement est

$$p = \int b\,\mathrm{e}^{-(t-t_1)/RC}\; n\,\mathrm{d}t = n s_2.$$

[11] Rigoureusement, l'impulsion d'un photoélectron est un signal négatif (le résultat d'une cascade d'électrons) et sa queue est positive, mais nous adoptons la notation inverse afin d'avoir les pics situés au-dessus de zéro.

Comme le nombre de photoélectrons générés pendant un temps RC varie avec une dispersion $\sigma_n = \sqrt{n\,RC}$, le déplacement du piédestal devrait varier aussi avec une dispersion $\sigma_p \approx \sqrt{n\,RC}\,s_2/RC = p/\sqrt{n\,RC}$(un calcul plus rigoureux donne n $p/\sqrt{2n\,RC}$.

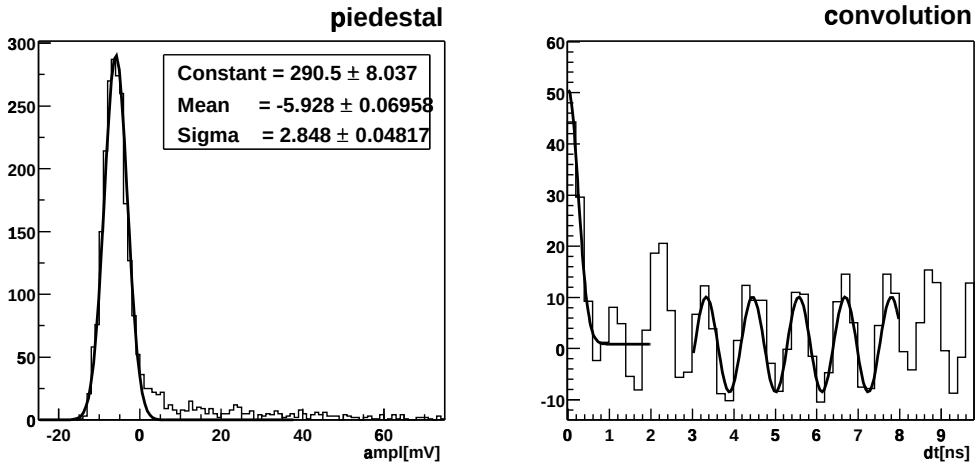


Fig. 5.14 – *a gauche* : Distribution des valeurs des piédestaux « électroniques » (mesurées à l'oscilloscope) pour la voie H25 à 1500 V ; *a droite* : fonction d'autocorrélation du piédestal obtenue pour la même mesure.

Bruit électronique Plusieurs composantes dans le chaîne du détecteur (notamment les amplificateurs) présentent des sources de bruit dit d'électronique, qu'on peut facilement observer sur l'oscilloscope. Dans la simulation ce bruit est assimilé à des impulsions de faible amplitude, positive ou négative, dont la forme est gaussienne. Le taux et l'amplitude moyenne peuvent être déduits des données d'oscilloscope prises au cours de la calibration (par. 5.1.2) en dehors des pics de photoélectrons. L'histogramme des mesures en tension est donné sur la fig. 5.14. Le pic est du au bruit électronique et sa largeur liée aux fluctuations dépend peu de la haute tension. Les points situés à droite du pic principal sont dus à des impulsions générées par des photoélectrons.

La combinaison de toutes les mesures de la voie H25 donne une largeur moyenne du pic principal $\bar{\sigma}_e = 2.9 \pm 0.5\,\mathrm{mV}$, tandis que la voie H13, apparemment bien plus bruitées, donne $\bar{\sigma}_e = 5.1 \pm 0.5\,\mathrm{mV}$.

La figure voisine montre la fonction d'autocorrélation calculée seulement en dehors des pics Čerenkov. La largeur de cette fonction fournit une information sur la largeur des impulsions qui forment le bruit électronique. Selon les simulations, la fonction d'autocorrélation, qui peut être ajustée par une gaussienne de demi-largeur $\tau_{corr} \approx 0.4\,\mathrm{ns}$, correspond à des signaux de $1.0 \sim 1.2\,\mathrm{ns}$ large (ici, la dépendance de τ_{corr} avec la largeur des pics utilisés dans la simulation n'est pas très forte). La partie droite de la fonction d'autocorrélation révèle une composante périodique dans le bruit d'électronique de période $\tau_{per} \approx 1.3\,\mathrm{ns}$ (cette composante est encore plus prononcée dans la voie H13). L'origine de cette composante n'étant pas comprise,elle n'a pas été incluse dans la simulation.

Connaissant la largeur des impulsions gaussiennes nous pouvons effectuer les simulations nécessaires pour établir la relation entre la fluctuation du piédestal $\bar{\sigma}_e$, l'amplitude a et le taux

n_e (en GHz) de ces impulsions, les deux derniers paramètres étant inconnus :

$$\bar{\sigma}_e = 0.19\,\mathrm{mV} + 0.80\,a\,\sqrt{n_e}.$$

Pour $a = 1.0\,\mathrm{mV}$ (un choix arbitraire sans conséquences apparentes sur les données simulées) la valeur $\bar{\sigma}_e = 2.9\,\mathrm{mV}$ (pour la voie H25) donne $n_e = 3.4\,\mathrm{GHz}$.

5.2.4 Fonction d'autocorrélation

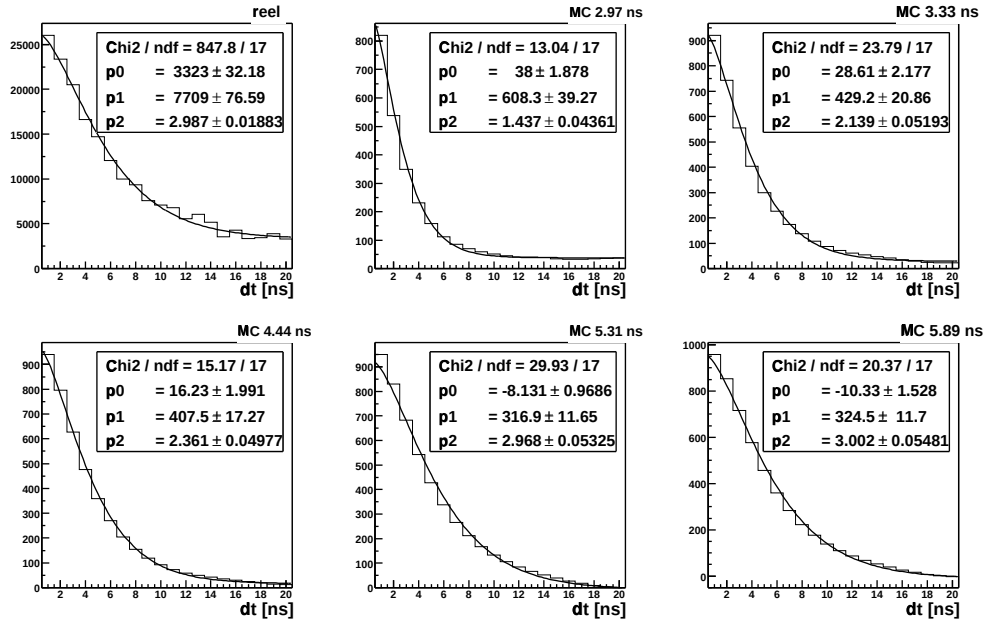


Fig. 5.15 – Exemples de fonction d'autocorrélation du bruit de fond obtenues à partir de données réelles (la partie antérieure à la position attendue du pic) et de données simulées du bruit de fond : bruit électronique et bruit de photoélectrons (forme « *gaus+expo* » avec des largeurs d'impulsions entre 2.9 ns et 5.9 ns).

En plus de la mesure directe du profil des impulsions issues des photomultiplicateurs, décrite dans le paragraphe 5.1.2.1, il existe des méthodes indirectes de comparaison des caractéristiques temporelles entre simulation et données réelles. Leur avantage est que l'on utilise l'ensemble du dispositif dans une configuration identique à celle de l'acquisition normale. La fonction d'autocorrélation permet (en complément de la distribution de piédestal discutée ci-dessus) une vérification très utile du réalisme du modèle de bruit de fond issu de la simulation.

Selon le raisonnement de Mathieu de Naurois en [20, page 206], à cause de la queue exponentielle des formes d'impulsion (présente dans toutes les formes d'impulsions considérées jusqu'ici), la fonction d'autocorrélation du bruit de fond de ciel a la forme analytique suivante :

$$d(t) = D\,(t + \tau)\,\exp(-t/\tau), \tag{5.11}$$

où τ est le temps caractéristique de décroissance de la fonction d'autocorrélation. Nous ajustons une forme de ce type sur les fonctions d'autocorrélation obtenues dans des simulations de bruit de fond sous diverses conditions (fig. 5.15).

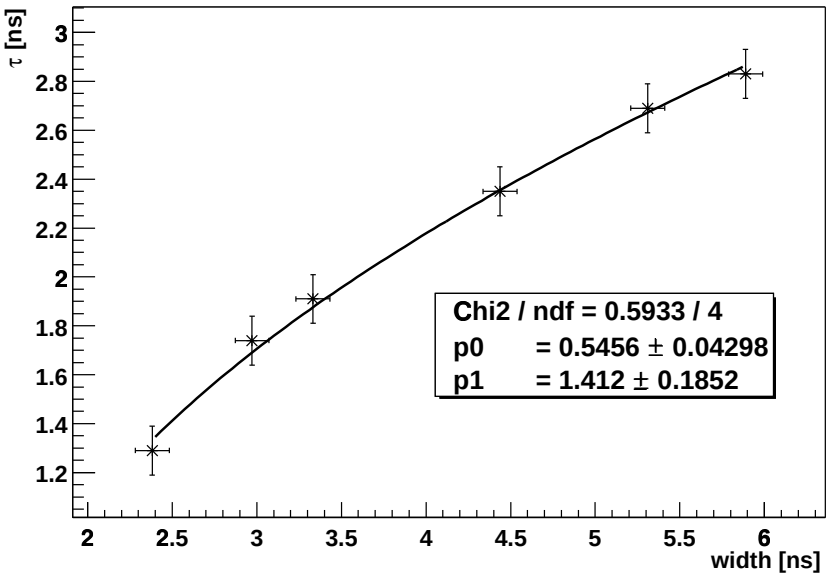


Fig. 5.16 – Paramètre τ de la fonction d'autocorrélation en fonction de la largeur w des impulsions. La fonction ajustée correspond à la relation $\tau^2 p_0 + p_1 = w$; les valeurs obtenues pour les donnés réelles $\tau \approx 2.6 \sim 2.9\,\mathrm{ns}$ correspondent ici à $w \approx 5 \sim 6\,\mathrm{ns}$.

On a vérifié que le paramètre τ 5.11 est quasiment insensible au taux et à l'amplitude du bruit ; par contre son carré est proportionnel à la largeur des impulsions utilisées dans la génération du bruit (voir la fig. 5.16). A l'aide de cette figure on peut estimer la largeur w des impulsions qui donne la valeur de τ mesurée dans les données expérimentales. On constate (comme dans le paragraphe précédent) que l'on obtient des impulsions plus larges (entre 5 et 6 ns). Nous remettons la résolution de ce problème au chapitre suivant.

5.3 Déclenchement

Le système de déclenchement de l'expérience CELESTE fut conçu pour atteindre le seuil le plus bas possible. Dans ce but le système analogique présente un avantage par rapport au système logique : les signaux sont mises en temps dans leur forme complète sans application d'un seuil au niveau des voies individuels. En fait on cherche a égaliser le temps de parcours de signaux provenant des différents héliostats comme dans le point focal d'un système optique. On crée ainsi l'équivalent d'un seul miroir dont la longueur focale en plus peut être adaptée à la courbure du front d'onde Čerenkov. Un autre avantage très important est l'absence du temps mort dans les retards analogiques.

Malheureusement, sur le marché, il y a peu de dispositifs de retards analogiques disponibles qui soient capables de retarder un signal sans trop de déformation et avec un coût abordable (en comparaison de l'offre abondante des retards logiques qui sont des générateurs de portes avec largeur et retard programmables). De plus, la dynamique des retards logiques est bien plus grande que celle des retards analogiques disponibles (de l'ordre de 100 ns). Cette valeur ne suffit pas à compenser les différences de temps d'arrivée entre les signaux des héliostats les

plus éloignés. Pour la taille du champ entier d'héliostats (distance $l \approx 300\,\mathrm{m}$) la formule

$$\Delta t = (l/c)\,\sin\Delta\alpha \approx 1\,\mu\mathrm{s}\,\sin\Delta\alpha$$

nous donne pour 100 ns un angle de vue $\Delta\alpha$ très limité. Ce problème a été résolu par une partition du champ en plusieurs groupes d'héliostats (avec une taille caractéristique $l < 130\,\mathrm{m}$) : les retards nécessaires pour observer une zone de 30° autour du zénith sont ainsi réduits à $t < 215\,\mathrm{ns}$. La division actuelle pour la phase de 53 héliostats est montrée sur la fig. 5.17.

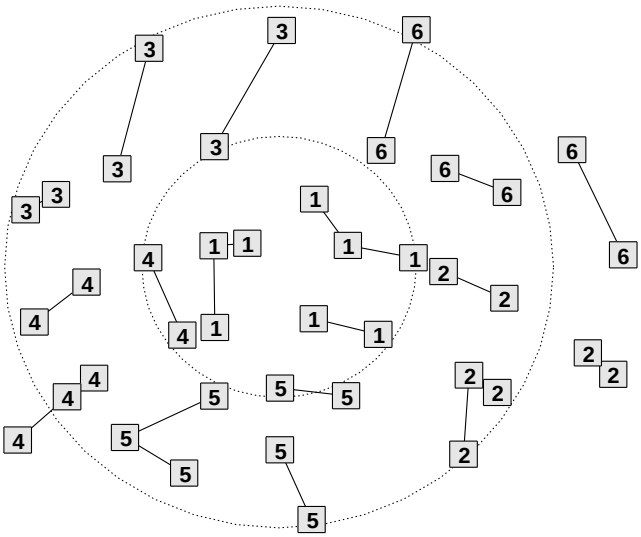


Fig. 5.17 – Division des 53 héliostats en 6 groupes. Les lignes lient les héliostats appartenant à un sous-groupe, les circles designent les distances de 50 et 100 m du centre du champ des héliostats.

Dans chaque groupe les différences de temps d'arrivée des signaux (processus qu'on appelle *mise-en-temps*) sont corrigées à deux niveaux (comme montré sur la fig. 5.1) par la combinaison de retards et sommateurs qui forment le *module de déclenchement*. Chacun de ces modules (équipé d'un discriminateur) représente un système de déclenchement local purement analogique ; le déclenchement global est la coïncidence d'un certain nombre de déclenchements de groupes.

Dans les deux premières phases de la construction de CELESTE, contenant 18 et 40 héliostats, chaque groupe a englobé de 6 et 8 détecteurs respectivement ; le projet à 9 voies par module était donc une extrapolation convenable. Dans la phase actuelle de 53 héliostats on est arrivé à la limite de ce modèle : il serait plus propice pour atteindre le seuil de déclenchement le plus bas possible d'agrandir les groupes plutôt que d'augmenter leur nombre au delà de six.[12] On peut noter que les voies de détection supplémentaires ne doivent pas forcément être incluses dans le déclenchement.

[12] Mais les groupes plus petits permettent d'observer une zone du ciel plus large (les sources qui passent à des angles zénithaux $> 30°$).

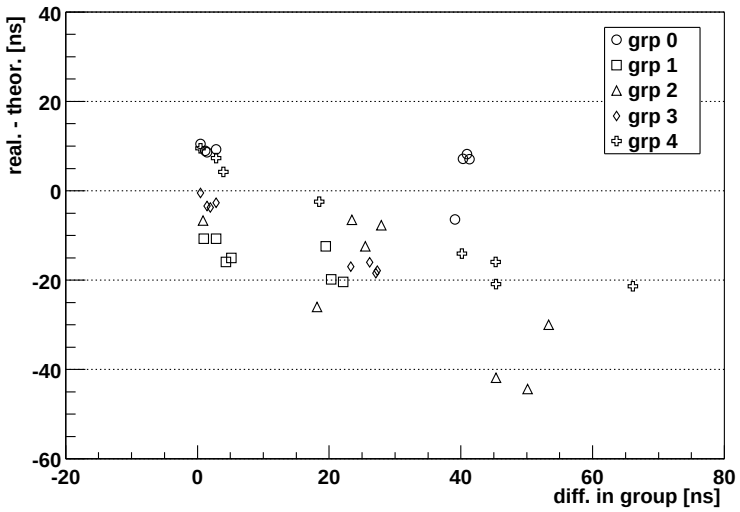


Fig. 5.18 – Retards fixes : chaque voie de déclenchement est représentée par un symbole selon le groupe auquel elle appartient. Sur l'axe horizontal on donne la valeur de son retard fixe (après la soustraction de la valeur minimale de retards fixes dans le groupe donné). Sur l'axe vertical on compare cette valeur avec le retard théorique calculé à partir de la différence des chemins optiques en passant par différents héliostats, pour une source au zénith. On voit bien à quel niveau la compensation par les retards fixes est insuffisante.

La zone de ciel observable dépend aussi du choix des retards fixes, situés entre le splitter et les modules de déclenchement, qui devraient compenser les différences de distances entre héliostats et optique secondaire (pour les détecteurs d'un même groupe). L'augmentation de ces retards déplace la zone observable vers le sud (déclinaisons plus petites). Dans cette direction on profite aussi d'une efficacité de collection plus élevée de l'optique primaire. Mais comme montré sur la fig. 5.18, les retards fixes actuellement utilisés n'atteignent pas les valeurs suffisantes pour corriger même dans le cas d'une source au zénith. Évidemment, on évite l'usage excessif de retards fixes à cause de l'atténuation du signal dans le câble (environ 14% dans 100 ns du câble coaxial utilisé). Par contre l'expérience STACEE, où le signal est retardé par un système logique, est équipée d'un jeu de retards fixes qui favorisent pleinement la direction où l'efficacité de collection est maximale.

Dans les paragraphes suivants nous allons décrire en détail l'électronique de déclenchement. La modélisation de ce système complexe dans la simulation est présentée dans l'annexe B, tandis que le chapitre 7 donne la comparaison des caractéristiques de déclenchement entre les données simulées et réelles.

5.3.1 Module de déclenchement

Chacun des six modules de déclenchement, étudiés et construits au laboratoire du CENBG, contient 12 cartes de retards analogiques réglables de 0 à 127 ns par pas de 1 ns. La gamme dynamique du module entier est le double de cette valeur car la mise-en-temps des signaux est faite à deux niveaux. Neuf cartes sont branchées à chacune des entrées du module, les trois cartes restantes sont utilisées à un deuxième niveau pour la mise-en-temps des signaux dans

les sous-groupes, résultat de la sommation des voies par trois.

Le principe de ces cartes est une simple série de 7 paires câble/atténuateur, qui peuvent être branchés alternativement à l'aide de commutateurs. La rôle des atténuateurs est de compenser les pertes dans le câble de chaque paire pour que l'atténuation du module complet soit insensible à la valeur du retard. Les paramètres des atténuateurs sont donc choisis de façon à égaliser l'atténuation des deux composantes de chaque paire, la différence des temps de transit entre les composantes de la paire i étant 2^{i-1} ns (i entre 1 et 7). En réalité, seulement les trois câbles les plus longs sont complétés par un atténuateur approprié (on néglige l'atténuation dans les câbles de longueur inférieure à 10 ns).

La commutation des câbles et des atténuateurs nous permet de régler les retards avec un pas de 1 ns, tout en gardant l'atténuation approximativement constante.

Calibration, atténuation et élargissement

La première comparaison des valeurs réelles et théoriques des retards et des atténuations de ces cartes a été faite au laboratoire du CENBG, lieu de construction de ces modules, sous la responsabilité de Jean Québert. Les résultats obtenus (sur les cartes des trois premiers modules de déclenchement) sont en accord avec une variation linéaire du retard choisi. La pente légèrement négative ($\approx -10^{-4}$) du facteur d'atténuation en fonction du retard donne une différence de 7% entre l'atténuation du retard le plus court et le plus long.

Les mesures ont été poursuivies sur le site pour l'ensemble des modules de déclenchement. Les sommateurs (trois au niveau des sous-groupes et un pour la somme « générale ») ont une atténuation intrinsèque estimée à 0.92. Une sortie externe permet une surveillance du signal sommé. Malheureusement, il n'est pas identique au signal qui entre dans le discriminateur, déformé par un amplificateur opérationnel BUFF601AP, situé avant le discriminateur. Le signal est réduit par un facteur 0.9 environ [29, p. 89], mais l'incertitude sur cette mesure nous empêche d'utiliser cette sortie comme un moyen de calibration fiable.

Philippe Bruel a adopté une méthode qui combine la mesure de l'atténuation globale du module de déclenchement et la calibration des discriminateurs dans chaque module. La valeur $\gamma_i\, s_{th} + \delta_i$ donne l'amplitude du signal qui déclenche le module i pour un seuil s_{th} donné en dc. Mais cette méthode ne nous donne qu'une seule paire de paramètres γ_i, δ_i pour chaque module, négligeant les différences entre les voies. Les mesures détaillées au laboratoire ont démontré que ces différences sont moins importantes que la variation de l'atténuation avec le retard choisi. On estime la précision finale de cette calibration inférieure à 10%.

Pour les 6 modules utilisés en ce moment dans le système de déclenchement la pente mesurée est $\gamma_i = 6 \sim 8.5\,\mathrm{mV}/dc$. Avec un gain des photomultiplicateurs moyen choisi à $\approx 10\,\mathrm{mV}$/p.e. et un gain du splitter 0.81, un pas de discriminateur correspond à $0.8 \sim 1.1$ p.e. Avec un seuil typique entre 30 et 40 p.e. par groupe on utilise donc qu'une petite partie de la gamme complète des discriminateurs qui est de $127\,dc$.

Malheureusement, ces résultats dépendent de la forme de l'impulsion utilisée dans la calibration. Les atténuateurs ne compensent correctement l'atténuation dans les câbles que pour une certaine largeur d'impulsion (choisie pendant la construction des cartes). Cette dépendance donne un élargissement du signal qui devient important dans les câbles les plus longs. Cet effet étant absent dans les atténuateurs, la compensation par ces derniers est insuffisante pour des impulsions plus étroites que celles utilisées pour la calibration (≈ 5 ns), et vice versa.

Nous avons considéré deux modèles pour calculer l'élargissement à travers une série de câbles et autres composantes dans le système de déclenchement. Les figures 5.19 et 5.20 repré-

sentent les mesures expérimentales de l'élargissement en fonction des retards (balayant toute la gamme du module de déclenchement soit deux fois celle de la carte unique) et pour trois largeurs différentes.

Le premier modèle exprime l'élargissement comme le rapport entre la largeur finale et initiale

$$f = w^2/w_0^2 - 1, \tag{5.12}$$

donc

$$w^2 = w_0^2\,(1+f)$$

On voit sur la figure 5.19 que ce facteur est proportionnel à la longueur du câble ; on obtient alors pour l'élargissement dans les modules de déclenchement

$$w = w_0\sqrt{\gamma\,t + \delta},$$

où t est le retard appliquée au module, γ et δ les paramètres d'ajustement. Ce modèle est plutôt empirique car il ne permet pas un enchaînement correct des câbles (la condition d'additivité).[13]

Dans le deuxième modèle l'élargissement est calculé par l'addition (au carré) des termes correspondants aux différents éléments de la chaîne

$$w^2 = w_0^2 + \delta^2 \tag{5.13}$$

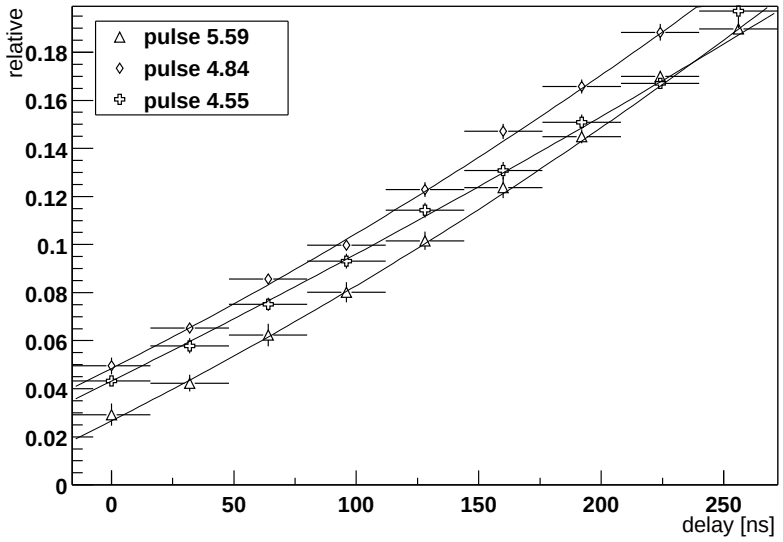


Fig. 5.19 – Facteur d'élargissement f (défini par l'eq. 5.12) dans un module de déclenchement en fonction du retard appliqué, pour trois largeurs d'impulsion injectée.

Si le terme δ^2 est proportionnel à la longueur du câble, ce modèle satisfait la condition d'additivité. L'avantage de ce modèle est que la formule 5.13 reproduit exactement la simulation

[13] Ceci veut dire que l'élargissement dans deux câbles de la longueur t_1 et t_2 doit être égale à celui d'un seul câble de la longueur $t_1 + t_2$.

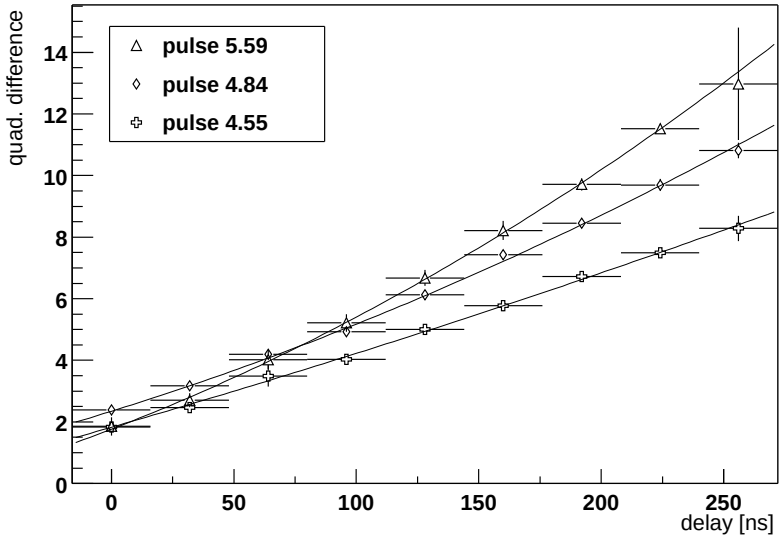


Fig. 5.20 – Mêmes données analysés selon la formule 5.13 (la différence δ^2 des carrés des largeurs).

de l'élargissement (supposant sa forme proche d'un signal gaussien) obtenu par la convolution avec une gaussienne de la largeur δ. On notera sur la figure 5.20 l'évolution de δ^2 avec le retard est plus quadratique que linéaire.

De plus les deux modèles prédisent des courbes indépendantes de la largeur des impulsions, ce qui expérimentalement n'est pas le cas. Pour des raisons pratiques données dans le paragraphe précédent nous avons appliqué le deuxième modèle dans la simulation de l'électronique. La valeur de δ^2 est calculé par une formule du deuxième degré en t dont les coefficients sont des moyennes des paramètres de trois courbes de la fig. 5.20.

5.3.1.1 Les pathologies

La sortie logique de chaque module (après le discriminateur) est divisée en deux voies : une voie directe Q et une voie complémentaire $\bar{Q}$. Tandis que cette dernière est prise dans la décision de déclenchement, la voie directe est branchée sur la carte des échelles qui enregistrent le taux de déclenchement de chaque groupe. Dans ces données échelles on a découvert un phénomène énigmatique baptisé « mâchicoulis », vraisemblablement le résultat d'un défaut dans la mise-en-temps des signaux. Il consiste en une variation brusque et périodique du taux de comptage, le plus souvent une alternance de deux niveaux de taux : l'effet était observé à l'époque avec un intensité variable dans tous les groupes de déclenchement. Cette périodicité était la clef essentielle de ce mystère car les changements étaient corrélés à la commutation de certains relais dans les cartes, suite à l'évolution du retard appliqué au cours du suivi de certaines sources.[14]

Le point le plus étrange était le fait que plusieurs modules concernés avaient été vérifiés minutieusement au laboratoire sans qu'aucun signe pathologique apparaisse. Finalement on a trouvé que certains relais souffraient de mauvais contacts résultant de soudure décollée

[14] Le profil des « mâchicoulis » devenait plus complexe si plusieurs relais étaient affectés dans le même module.

pendant le transport. Le défaut a effectivement disparu suite à de nouvelles soudures de toutes les cartes.

5.3.2 Le système de coïncidence

La partie logique du système de déclenchement de CELESTE est jusqu'à présent assurée par deux cartes VME : le générateur de portes programmables (CAEN V486) et le module majoritaire (CAEN V495). Cette solution convient bien quant à la fiabilité des produits commerciaux mais ne correspond pas vraiment à nos besoins en ce qui concerne le temps mort et la signature de multiplicité.

5.3.2.1 Le générateur de porte

Le retard du modèle de générateur V486 est réglable par pas d'environ 2 ns (jusqu'à 255 pas), le retard minimal étant ≈ 120 ns (cette valeur s'ajoute simplement au temps nécessaire pour la formation du déclenchement mais elle ne dégrade pas la capacité de mise-en-temps). Pour la largeur de la porte générée (réglable par pas de 2 ns) la valeur minimale de ≈ 14 ns présente une limitation plus importante : notre maîtrise actuelle de la mise-en-temps nous permettrait de choisir une porte de coïncidence plus étroite que $t_p = 15$ ns utilisée pour l'instant (et gagner ainsi sur le bruit de fond). Mais le désavantage le plus crucial de ce générateur est son temps mort qui contribue de façon importante au temps mort du système complet de déclenchement. Selon des études détaillées de Roland Le Gallou (Bordeaux), le temps mort se compose de deux parties :

- le temps entre l'arrivée du signal et la génération de la porte $t_r + t_p$ pendant lequel aucun signal suivant n'est traité ;
- le temps de rétablissement de 150 ns après l'émission de la porte : la génération de la porte suivante est possible mais avec un retard biaisé d'une valeur $\approx 0.2\, t_l$, où t_l est le temps restant avant la fin de cette période ; considérant qu'une erreur de mise-en-temps des portes (le réglage des retards logiques) supérieure à 10 ns empêche la coïncidence, le groupe concerné est éliminé de la décision de déclenchement pendant $t_e \approx 100$ ns supplémentaires.

L'effet de ce temps mort sur le taux de déclenchement global est difficile à estimer. N'ayant aucune mesure du taux de déclenchements de groupe *acceptés* (c. à d. pour lesquels la porte est générée correctement) le nombre des événements perdus à cause du temps mort des générateurs de porte doit être déduit du taux f_g des déclenchements de groupe *formés* (mesurés par les échelles). La fraction de « temps de vie » du générateur de porte i est

$$\varepsilon_i = (1 + f_{gi}(t_{ri} + t_p + t_e))^{-1};$$

ce temps pour la coïncidence est la valeur moyenne de tous les produits $\varepsilon_i \varepsilon_j ... \varepsilon_k$ possibles, dont le nombre d'éléments est donné par la multiplicité exigée.

La sensibilité élevée du taux f_g aux variations de niveau de bruit de fond de ciel (causées par les effets atmosphériques) produit aussi des variations importantes du temps mort de déclenchement global.

5.3.2.2 Majorité

Le voteur majoritaire V495 base la décision de coïncidence sur un processus de « recherche de dessin » (*pattern search*). La mémoire de ce module est organisée de façon à ce que chaque

combinaison de n signaux à l'entrée (sous forme binaire, i.e. une séquence de 0 et 1) remplisse une ligne de tableau, qui a pour valeur la valeur 1 ou 0 suivant que cette combinaison satisfait ou non la condition de déclenchement. Le voteur lit (avec une période de 5 ns) la combinaison à l'entrée et actualise la sortie avec la valeur sur la ligne du tableau correspondant à cette combinaison. Le temps moyen entre la formation de la coïncidence et sa reprise à la sortie du voteur majoritaire est donc 2.5 ns – on peut considérer cette valeur comme la durée minimale de coïncidence du nombre exigé de portes. Effectivement, la largeur t_p des portes générées peut être réduit par cette valeur dans les expressions analytiques estimant le taux de déclenchement.[15]

En théorie, le dessin logique qui a produit le déclenchement pourrait être enregistré pour chaque événement. Cette information nous révélerait la fréquence avec laquelle chaque groupe contribue au déclenchement global ainsi que la fraction des événements de la multiplicité m/n. Cette dernière est importante pour l'estimation correcte du temps mort discuté à la fin du paragraphe précédent. Malheureusement le module actuel ne permet pas l'enregistrement de ce dessin – ceci doit être amélioré avec le nouveau système de coïncidence. Pour l'instant ce dessin peut être reconstruit *à posteriori* à partir de signaux digitisés de la sortie analogique de chaque module de déclenchement.

5.4 Acquisition

Enfin nous allons décrire en bref le système d'acquisition qui dirige les différents éléments présentés ci-dessus et assure la récupération des données acquises. Un traitement plus détaillé est donné par exemple dans la thèse du Mathieu de Naurois[20].

Les cartes du système de coïncidence étant rangées dans le même châssis que celles des discriminateurs et des échelles, le même contrôleur de type Motorola est responsable de la lecture des échelles et de l'initialisation des retards logiques. Il pilote le réglage des retards et seuils des discriminateurs dans les modules de déclenchement (branchés via des ports série RS 232). Finalement ce contrôleur (désigné *Lynx Maître* pour son rôle central dans l'acquisition) communique aussi avec la carte GPS qui assure la datation précise (à 1 ns) de chaque événement.

Les autres châssis VME de l'installation de CELESTE sont dédiés aux cartes FADC. Jusqu'à 10 cartes peuvent être rangés dans le même châssis de telle sorte qu'entre deux cartes voisines reste une place vide, afin d'assurer une circulation d'air suffisante pour le refroidissement de ces cartes. Le nombre des voies de digitisation par châssis (jusqu'à 20 pour deux voies par une carte ETEP) détermine aussi le temps nécessaire pour la lecture et transmission des données (travail des contrôleurs dénommés *Lynx Esclaves*). À l'opposé du temps mort de déclenchement, le temps mort d'acquisition est calculé en continu par comparaison du taux des événements déclenchés et du taux des événements lus.

5.4.1 Synchronisation

Une coïncidence trouvée, le signal de déclenchement doit être distribué entre les FADCs pour arrêter la digitisation ; ensuite une instruction est transmise aux contrôleurs de chaque châssis pour commencer la lecture de la mémoire FADC. Cette fenêtre de mémoire est repérée par rapport à l'endroit des derniers échantillons digitisés ; la synchronisation parfaite du signal

[15] Dans la simulation, la durée de coïncidence exigé est tirée aléatoirement entre 0 et 5 ns.

d'arrêt entre les cartes FADC est donc cruciale pour un repérage précis de cette fenêtre, qui se traduit en précision temporelle dans les données analysées.[16] Le module de synchronisation, développé spécialement pour le contrôle des cartes ETEP, dispose pour le moment de 24 sorties branchées sur les cartes individuelles. Le signal crée par ce module alterne entre l'état « acquisition au cours » (remplissage de la mémoire circulaire de FADC) et l'état « acquisition arrêtée ». La communication avec les contrôleurs *Lynx Esclaves* passe à travers un port RS 232 : le module émet le signal pour la lecture et attend la réponse « lecture finie » pour recommencer l'échantillonnage.

Ce module accepte aussi des signaux de déclenchement d'origines variées : déclenchement logiciel (issu par le *Lynx Maître*), une source interne d'impulsions périodiques où des sources externes, comme le système de déclenchement de l'imageur CAT.

5.4.2 Orchestration

L'ensemble de l'électronique d'acquisition est dirigé par une station de travail centrale, responsable de la coordination des contrôleurs individuels. Le logiciel de conduite *(Master Run Controller* ou *MRC*) donne à l'opérateur une vue globale et lui permet le pilotage complet de l'expérience. Ce logiciel a été développé (par adaptation du travail déjà fait pour l'imageur CAT) sous *LabVieW*, un langage de programmation graphique de *National Instruments*, qui fournit l'ensemble des outils nécessaires à la conduite des processus parallèles en temps réel ainsi qu'à la commande d'une grande variété d'instruments.

Au démarrage le MRC obtient les données d'initialisation à partir de deux databases : la première décrit les instruments disponibles et la seconde le câblage c.à d. les liaisons entre les instruments choisis. L'information est transmise à chacun des contrôleurs *Lynx*. En plus le MRC est responsable du calcul des retards dans le système de déclenchement, ainsi que du calcul des positions de fenêtres digitisées. Ces valeurs sont régulièrement (env. toutes les 30 secondes pour une source type) re-calculées et envoyées aux contrôleurs *Lynx*.

En plus des deux processus principaux de l'acquisition – la mise-en-temps du déclenchement et le traitement des données digitisés – assurés par ces contrôleurs on trouve un nombre de taches mineures prises en charge par des plateformes informatiques indépendantes :

PC héliostats : un logiciel (aussi emprunté au système de commande du télescope CAT) exécuté sous MS Windows OS calcule l'orientation de chaque héliostat (exprimé en *pas codeur*) pour la cible choisie et envoie cette information (par un port série multiple) dans la boucle de communication correspondante. La cible peut être définie par une *direction* (un objet céleste comme une astre ou la Lune ou une direction fixe comme le zénith) ou par un *point* (une source locale comme un laser ou – dans la majorité de cas – le centre supposé des gerbes atmosphériques à l'altitude donnée dans la direction de la cible choisie). En cas de cible mobile les coordonnés sont mises à jour toutes les 10 secondes environ ; la réponse des héliostat (son état et orientation présente) est affichée et enregistrée régulièrement.

PC courants : la lecture périodique de cartes ADC décrites dans le paragraphe 5.1.1

module HT : la télécommande des modules de haute tension (alimentation des PMs) n'a pour le moment pas de liens vers les autres parties du système d'acquisition ; l'opérateur est

[16] C'est le temps relatif entre les voies de digitisation qui nous intéresse pour la reconstruction du front de gerbe. Le temps absolu n'a pas d'importance pratique – au moins à l'échelle de la nanoseconde. Il est intéressant pour la recherche d'un signal périodique provenant de pulsars où pour l'identification des événements communs dans les données prises par d'autres expériences opérantes sur le site. En tout cas la précision exigé est de l'ordre de 10^{-3} s.

seul responsable de la baisse des HT pendant le déplacement entre les cibles ou la coupure d'alimentation des phototubes des héliostats n'arrivant pas à suivre la cible.

PC météo : il reçoit et sauvegarde l'information supplémentaire provenant d'une mini-station météorologique ; des alertes (signal acoustique) sont émises quand la vitesse du vent dépasse des limites de sécurité.

5.4.3 Circulation des instructions et données

Les contrôleurs Lynx nous permettent de communiquer avec une gamme de cartes VME (ainsi qu'avec certains autres instruments comme le fréquencemètre) dans une espèce de méta-langage interprété par le logiciel *Axel* (déjà cité dans le paragraphe 5.1.3). La sortie de ce logiciel est un flot de données binaires organisées en blocs avec des entêtes contenants le type de bloc et sa taille.

Le dialogue de chaque contrôleur avec la station centrale consiste en un échange d'instructions (surtout dans la phase d'initialisation) et de données. Quand les deux côtés travaillent sous un système de type UNIX, il existe une solution transparente et fiable pour assurer la communication via le réseau : démarrer le logiciel *Axel* directement à partir de la station de travail en utilisant la possibilité d'exécution à distance, un type de *remote shell*. Les instructions sont écrites sur l'entrée standard et on reçoit les données sur la sortie standard du même logiciel. Tandis que les instructions sont émises par une sorte de sous-contrôleur du MRC (qui traite aussi les messages arrivant à la sortie d'erreur de la commande), le flot des données est dirigé vers un serveur de données nommé GAS (*General Application Server*). Ce serveur assure le stockage ininterrompu des données dans le format des blocs, transmet certains messages d'erreur revenant d'un sous-contrôleur et ouvre à la demande une connexion TCP-IP avec les autres clients. Les clients (par exemple un logiciel de visualisation de données en temps réel) recevront les données demandées, si le serveur n'est pas occupé avec une tâche de plus haute priorité.

Chaque processus distant dispose de son propre sous-contrôleur et d'un serveur de données, installés sur la station de travail centrale. Afin de garder la même structure pour des processus exécutés sur les machines qui ne permettent pas une lancement à distance (de type *remote shell*) une sorte de *by-pass* est établie : la tache à distance est remplacée par un petit logiciel lancé quelque part dans l'environnement UNIX qui se connecte à la machine distante, transmet des commandes sous la forme de paquets TCP-IP et reçoit de la même façon les données qu'il renvoie vers sa sortie standard. Cette solution permet de traiter tous les sous-processus de la même manière et recevoir des données sans complications via une connexion TCP-IP à partir de n'importe quelle plate-forme.[17]

5.4.4 Modes d'acquisition

En plus de l'observation « standard » (avec l'installation complète de l'expérience) un certain nombre (14 à l'heure actuelle) de modes de prises de données spéciales a été proposé en vue de tests ou de calibrations. L'aperçu suivant mentionne les plus intéressants ou les plus fréquents.

Le mode de **l'injection de charge**, déjà cité dans le paragraphe 5.1.1, n'utilise que la partie électronique de l'expérience. Les impulsions presque identiques injectées dans la base

[17] Il serait notamment possible d'échanger des données en temps réel avec l'expérience CAT (où l'architecture d'acquisition décrite ci-dessus a été développée).

de chaque photomultiplicateur nous permettent de vérifier que le câblage du système de déclenchement est correct et le déroulement de l'acquisition sans problèmes.

Afin d'introduire aussi certains éléments d'optique dans les tests d'acquisition, on utilise des sources de lumière variées. Dans le mode d'acquisition dit de **diode** une impulsion très courte de lumière émise par une diode rapide est distribuée par des fibres optiques en plusieurs points (fixés sur les caméras) dans le plan focal de l'optique secondaire. La lumière diffusée à partir de ces points sur la surface des miroirs illumine les caméras de façon plus ou moins homogène. Cette installation fut projetée pour la calibration des efficacités des phototubes (incluant les cônes Winston). Mais les résultats préliminaires montrent que l'éclairage varie sensiblement entre les cônes à cause des diffuseurs.

On peut aussi faire des tests expérimentaux avec des héliostats. Pour la source de lumière nous reprenons un laser pulsé à azote, installé dans la tour pour la calibration temporelle de l'expérience Thémistocle. Malheureusement son point d'émission situé au niveau 75 m de la tour, à une dizaine de mètres de l'ancienne chaudière, est très mal placé pour les besoins de CELESTE : la lumière diffusée du laser réfléchie sur un héliostat donné (dont la distance au point d'émission est proche de sa distance focale) arrive sur l'optique secondaire comme une faisceau quasi-parallèle. Le trou dans la structure des miroirs d'héliostat entraîne un manque de lumière dans ce faisceau exactement dans la zone qui couvre les miroirs secondaires correspondants. Comme montré par la simulation optique seule, à cause des aberrations et des défauts de focalisation, on obtient un éclairage faible de ces miroirs. Néanmoins, cette lumière suffit pour la calibration temporelle : en particulier Mathieu de Naurois [20, pp. 185] l'a utilisé pour une nouvelle mesure du temps de transit dans les photomultiplicateurs en fonction de la tension appliquée.

Tandis que la précision de la reconstruction du front Čerenkov dépend surtout de la résolution temporelle, la collection de lumière optimale est cruciale pour atteindre le seuil le plus bas possible. Des vérifications régulières de l'alignement des héliostats sont nécessaires. La source de lumière ponctuelle, exigée pour cette alignement, provient d'étoiles avec une élévation convenable.

Le courant dans un phototube correspond à la quantité de lumière, qui passe à travers l'optique pour un héliostat donné. La variation de ces courants en fonction de l'orientation de l'héliostat nous donne la possibilité directe de mesurer le champ de vue ainsi que de trouver la direction de collection optimale. Pour cette mesure, deux modes d'observation sont envisagés. Pendant la **dérive d'étoile** on arrête le suivi des héliostats et laisse l'étoile choisie traverser le champ de vue par la rotation naturelle du ciel. Dans le cas d'un **scan d'étoile** l'héliostat continue à suivre le cible mais des corrections sont ajoutées à son orientation de façon qu'il s'éloigne de plus en plus de la direction nominale. La séquence de ces corrections définit un chemin en forme spirale, permettant ainsi une cartographie complète du champ de vue. La résolution habituelle de 1 mrad correspond à 7 pas codeur.

Le mode d'acquisition spécial le plus fréquemment utilisé à l'heure actuelle (plusieurs fois par nuit), dénommé **trigrate**, est un complément nécessaire pour l'observation de chaque source. Il s'agit de la mesure de l'évolution du taux de déclenchement global en fonction des seuils des discriminateurs de chaque module (compte tenu du nombre des détecteurs actifs dans chaque groupe). La cassure caractéristique sur la courbe obtenue (entre les régions de déclenchement sur les événements aléatoires et les événements Čerenkov) se déplace selon les conditions atmosphériques et la région du ciel observée. Par des mesures régulières de cette courbe nous pouvons choisir les valeurs minimales de seuils au dessus de cette cassure afin que la contamination par des événements aléatoires deviennent négligeable.

Évidemment, tous les processus ne sont pas exigés pour tous modes d'acquisition. Par exemple (selon le tableau récapitulatif 5.1) pour l'injection de charge il suffit d'établir la communication entre les contrôleurs Lynx et MRC. La télécommande de haute tension est souvent remplacée par une manoeuvre manuelle : l'astérisque dans cette colonne désigne des modes où les photomultiplicateurs sont sous tension. Le contrôleur météorologique est absent de ce tableaux – il n'est pertinent que pour des observations avec des héliostats quand ces données peuvent indiquer la présence de rosée ou de givre sur les miroirs.

TAB. 5.1 – Usage des sous-processus pour différents modes d'acquisition. Les processus obligatoires pour le mode donné sont marqués par le signe '+', l'astérisque signifie un usage optionnel (sauf pour la dernière colonne où elle signifie que les PM sont sous tension)

mode	Lynx(FADC)	Courants	Helios	Haute Tension
Normal	+	*	+	*
Injection charge	+			
Scan/dérive étoile		+	+	*
Laser	+		+	*
Diode	+	*		*
Trigrate	(trigger)		+	*

Chapitre 6

Pics Čerenkov

Dans le chapitre précédent nous avons discuté des caractéristiques du fond (le bruit) dans les données digitisées qui dépendent de la forme des impulsions du photoélectron et du bruit électronique. La comparaison, au niveau du bruit, des résultats de simulation avec les données réelles permet donc de tester essentiellement la partie électronique de la simulation. Par contre, ce chapitre est principalement dédié aux études des pics Čerenkov qui représentent les informations élémentaires des gerbes atmosphériques dans les données enregistrées par CELESTE. C'est à ce niveau que nous avons pour la première fois la possibilité de comparer les résultats de la chaîne complète de simulation avec les données mesurées. La distribution des paramètres des pics identifiés comme pics Čerenkov nous permet de vérifier en même temps le modèle de développement des gerbes, la simulation optique (l'isochronisme et l'efficacité de collection), et la transmission optique avec toute sa sensibilité aux fluctuations de l'atmosphère.[1]

La comparaison se passe avant toute sélection de pré-analyse qui pourraient biaiser les résultats. Une seule est incontournable – la condition de déclenchement – et la simulation électronique devrait assurer que le processus de déclenchement et en particulier son taux, est reproduit correctement pour tous les types de gerbes.

Cependant il est difficile de donner des résultats de simulation quantitativement précis ; n'ayant pas d'informations fiables sur la concentration des substances absorbantes et diffusives dans l'atmosphère (telles qu'on pourrait les obtenir à l'aide du LIDAR) seuls les effets les plus prononcés (comme les différences saisonnières) peuvent être reproduits.

6.1 Recherche des pics

Nous commençons par la description des méthodes d'identification et de mesure des pics (supposés d'origine Čerenkov) dans les données des FADCs. Les procédures que j'ai développé moi-même à des fins d'essai de la simulation électronique n'étaient ni aussi précises ni aussi robustes que les méthodes de recherche de pics utilisées par les deux groupes principalement engagés dans l'analyse : ceux de Palaiseau et de Bordeaux. Pour les études et comparaisons suivantes j'ai adopté les procédures d'origine parisienne, le travail de Mathieu de Naurois, car le langage et la structure de son code sont proches de ceux de la simulation électronique. La

[1] Comme la presque totalité des gerbes enregistrées par l'expérience (avant toute coupure qui permet d'enrichir la composante gamma dans le lot de données) est produite par des protons ou des noyaux plus lourds, nous sommes obligés d'utiliser pour ces comparaisons des simulations de gerbes hadroniques, sujettes à des incertitudes beaucoup plus importantes que celles des gerbes électromagnétiques.

section suivante donnera une description rapide de cette méthode (décrite en détail dans [20]) avec des références aux approches alternatives.

6.1.1 Identification des pics

Partant de sa définition intuitive, le pic s'élève à un certain niveau au dessus des fluctuations du fond ; plus précisément, son amplitude (mesurée par rapport au piédestal estimé) doit dépasser un certain multiple de la déviation standard de ce piédestal. Il peut exister plusieurs régions qui satisfont cette condition : ayant trouvé la position du maximum dans chacune de ces régions on choisit le pic le plus proche de la position théorique du front d'onde Čerenkov (qui se trouve, dans le cas idéal, au centre de la fenêtre digitisée). En plus de sa position, on peut définir d'autres critères (dis)qualifiant le pic donné comme ayant été produit par des photons Čerenkov : principalement les rapports entre largeur (temps de montée ou descente) et amplitude. Nous discuterons d'abord les méthodes d'estimation de ces paramètres.

Les pics tracés

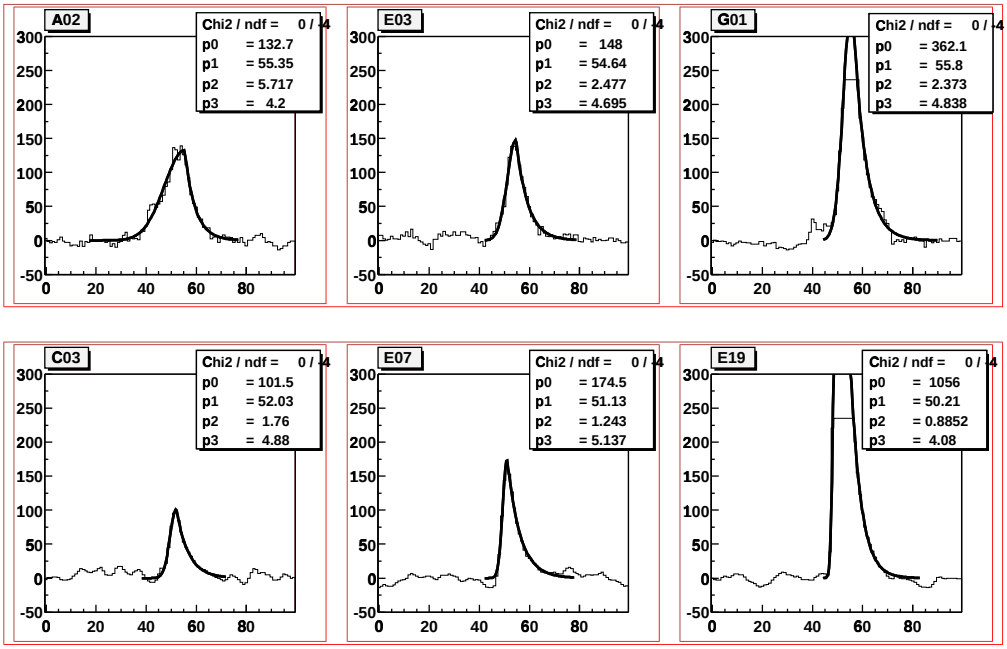


Fig. 6.1 – Exemples de pics Čerenkov enregistrés dans différentes voies de FADC ; les profils sont ajustés à la forme 6.1. En *haut* : données réelles, *en bas* : protons simulés.

Une méthode simple et rapide a été développée par Roland le Gallou [29, p. 114] : on descend du sommet du pic jusqu'à atteindre le niveau correspondant à la moitié du maximum. Une interpolation linéaire des deux bins les plus proches (leur position mesurée par rapport à la position du maximum de pic) donne une bonne estimation de la demi-largeur du pic. Néanmoins, cette valeur peut être considérablement biaisée si le niveau du demi-maximum tombe déjà dans la zone affectée par des fluctuations de piédestal. De plus, comme on n'utilise qu'un ou deux bins, on devient sensible au fait que l'espacement de l'échantillonnage vertical

dans les cartes FADC n'est pas parfaitement uniforme (l'effet de signature décrite dans le paragraphe 5.2.2) : l'erreur en amplitude peut se traduire par un décalage temporel.

Les pics ajustés Une méthode plus raffinée (mais aussi bien plus exigeante en temps de calcul) consiste à ajuster les données digitisées avec un profil choisi. Il est caractérisé par au moins quatre paramètres (cinq avec le niveau du piédestal) : *amplitude*, *position du maximum*, *demi-temps de montée* et de *descente*.[2] La méthode d'ajustement est bien moins sensible aux effets de la signature des FADCs car on utilise l'information extraite d'un grande nombre de bins. Par cette procédure nous pouvons aussi estimer les paramètres des *pics saturés* – ceux dont l'amplitude dépasse le maximum du codeur FADC en échelle verticale. Mathieu de Naurois dans son implémentation de cette méthode a choisi avec soin les valeurs de départ des paramètres de l'ajustement, utilisant trois (quatre en cas de saturation) points pre-localisés. Pour l'ajustement il utilise le même profil que pour l'impulsion d'un photoélectron :

$$f(t) = \begin{array}{ll} p_0 \exp((t-p_1)^2/2p_2^2) & \text{pour } t < p_1 \\ p_0 \exp(-(t-p_1)/p_3) & \text{pour } t > p_1 \end{array} \tag{6.1}$$

c. à d. une gaussienne pour la partie montante et une exponentielle pour la partie descendante. Ce choix est correct si on suppose que la dispersion en temps d'arrivée des photons dans les détecteurs individuels est bien inférieure à la largeur d'impulsion d'un photoélectron. C'est sans doute le cas pour les gerbes électromagnétiques, ainsi que pour les gerbes hadroniques regardées dans le petit champs de vue des détecteurs. La première figure de 6.2 compare la qualité de cet ajustement (le rapport $\chi^2/n.d.f.$) pour des pics de données réelles et simulées (les gerbes hadroniques et gamma) qui satisfont la condition de déclenchement. On remarque que pour les données simulées – protons ou gamma – les résultats sont voisins mais très différents des données réelles. Ceci pourrait indiquer que pour des signaux forts la dispersion des photons Čerenkov n'est plus négligeable devant la largeur de l'impulsion à un photoélectron et mal reproduite dans les simulations. Sur la deuxième figure on trouve un meilleur accord entre les protons simulés et réels (c. à d. les données expérimentales brutes), mais aussi une différence nette entre les protons et les gamma (pour lesquels les gerbes de haute énergie éclairent plus uniformément le champ d'héliostats et donne des pics dans presque toutes les voies).

D'autres formes de pics ont été proposées (par exemple le remplacement de la gaussienne par une ligne droite). Il est difficile de choisir le profil qui s'ajuste le mieux à une grande variété de pics Čerenkov ; quand on se limite au nombre minimal (4) de paramètres, la fonction 6.1 donne une bonne approximation de cette forme idéale. En général, l'ajustement de pics Čerenkov par une forme choisie *à priori* entraîne une perte d'information, un des désavantages principaux de cette méthode.

La (im)probabilité de pics Les études effectuées par Phillipe Bruel [7] traitent le problème de l'identification des pics par la recherche de l'accumulation de charge la moins probable (celle correspondant à la probabilité la plus basse d'être le résultat d'une fluctuation du bruit de fond). Sa méthode compare les intégrales de signaux dans des fenêtres de largeurs variables et glissantes. La probabilité finale est estimé en comparant ces intégrales avec celles obtenues

[2] Le plus souvent, deux profils de même amplitude avec des largeurs indépendantes sont ajustés du côte gauche et droit du pic.

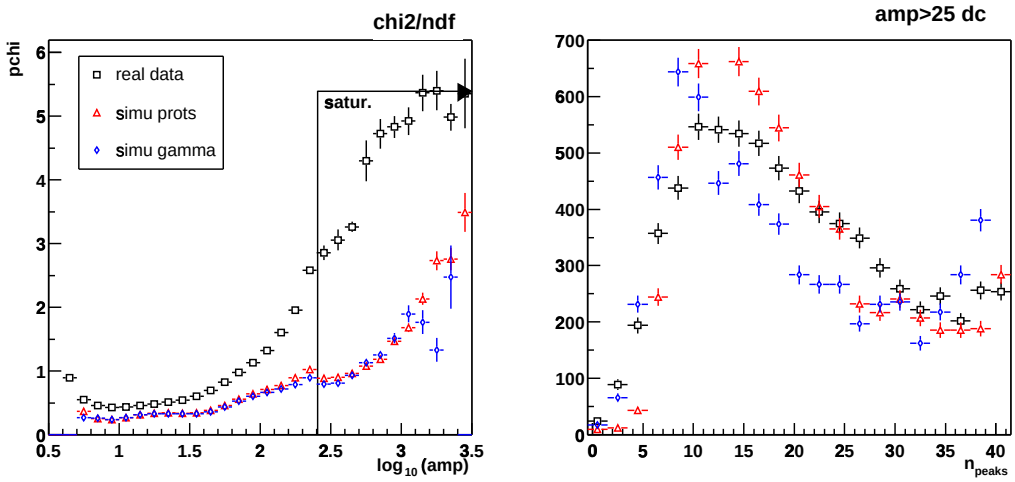


FIG. 6.2 – *A gauche* : distribution de $\chi^2/n.d.f.$ en fonction de l'amplitude des pics (la ligne verticale désigne la région de saturation). *A droite* : nombre de pics qui dépassent $25\,dc$ retrouvés dans chaque événement (avec un maximum de 40 voies). Les carrés désignent des données réelles, les triangles des protons simulés ($E > 200\,\mathrm{GeV}$), les losanges des gamma simulés.

dans des régions de bruit de fond : elles suivent à peu près une distribution normale dont l'écart-type est proportionnel à la largeur de la fenêtre glissante (voir la fig. 6.3).

Le facteur de qualité comme évidence des pathologies Un paramètre simple peut être défini pour décrire l'allure des pics : *le facteur de qualité* défini par

$$F_q = \sum |y_{i+1} - y_i| / 2A,$$

où y_i sont les valeurs digitisées et A est l'amplitude du pic, la sommation s'étendant à tout le pic.[3] Pour un profil simple (une partie montante suivie d'une partie descendante) avec un seul sommet on obtient $F_q = 1$; cette valeur augmente quand il y a plusieurs maxima. Une valeur élevée de ce facteur signale souvent la présence de *spikes* : à cause de défauts de codage des FADCs un bin isolé peut être mis à la valeur maximale ou minimale (zéro) du codeur. On peut reconnaître facilement ces bins comme ceux dont la valeur diffère sensiblement de la moyenne des deux bins voisins. Le traitement le plus facile est le remplacement de la valeur erronée par cette moyenne.

Pendant les études sur la recherche de pics, on a découvert d'autres formes de pathologies dans les données digitisées qui signalent des problèmes liés le plus souvent à la re-lecture de certains des 8 registres qui forment la mémoire des FADCs, ou à des défauts de synchronisation. Ces pathologies se manifestent soit par un bruit périodique de fréquence deux ou quatre fois inférieure à celle de l'échantillonnage, ou au contraire par la répétition de valeurs identiques dans 4 bins qui se suivent.[4] De temps en temps l'ordre de re-lecture de la séquence des registres est complètement faux, ce qui donne un pic totalement « explosé ».

[3] Ici, on aborde le problème de la définition des limites de pic : une définition convenable est de les placer à une distance égale au double de la largeur à mi-hauteur de la partie gauche ou droite de pic.

[4] Ce dernier effet, produit probablement par un défaut du processus d'alternance des registres, apparaît dans env. 5% des événements de la voie affectée.

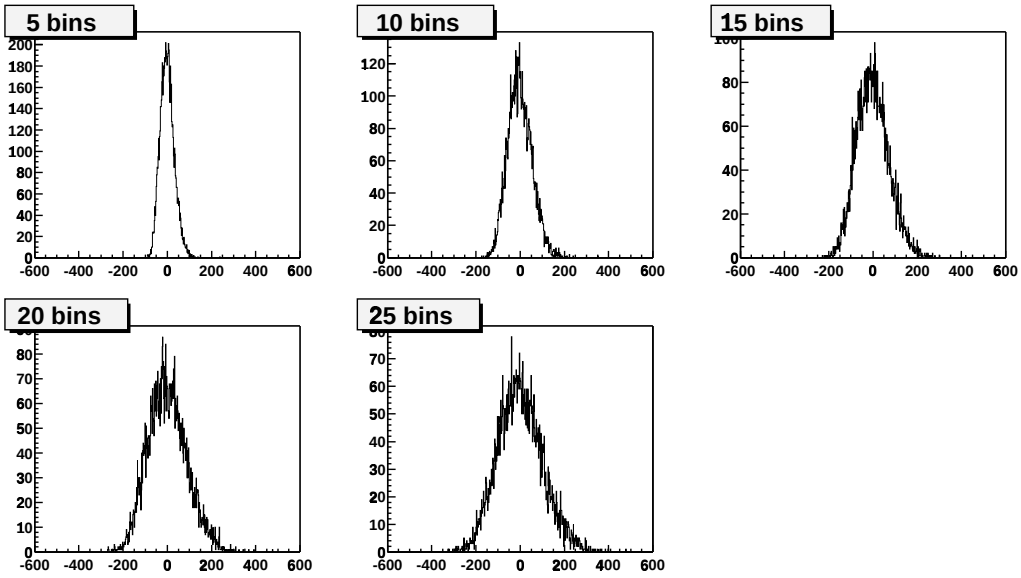


Fig. 6.3 – Distribution des valeurs obtenues par intégration dans des fenêtres de largeur allant de 5 à 25 bins dans des données de bruit de fond pur.

Parmi ces pathologies seule la première peut être guérie *à posteriori*, à l'aide d'une convolution qui élimine la composante haute fréquence. Dans les autres cas il ne reste qu'à remplacer le module FADC (pour les voies les plus défaillantes) ou à rejeter les voies concernées de l'analyse des événements affectés (en supposant des méthodes de détection fiables implémentées dans les routines d'analyse.)

6.1.2 La résolution temporelle

Dans le cas des gerbes gamma, en chaque point du sol, la dispersion temporelle d'arrivée des photons Čerenkov (la moyenne des valeurs obtenues pour différents endroits dans un champ de 200 m de diamètre) varie entre 5 et 10 ns par rapport au temps théorique attendu ; par contre pour les gerbes hadroniques cette dispersion peut dépasser 30 ns. Mais, (comme démontré dans [20, sec. 4.5]), le champ de vue restreint à 10 mrad (qui élimine tous les photons au delà d'une zone restreinte au centre de la gerbe) réduit fortement la dispersion des temps d'arrivée (pour la plupart des gerbes simulées cette dispersion est inférieure à la nanoseconde). C'est pourquoi la pente du front de montée des pics est déterminé principalement par la fluctuation du temps de transit et surtout par le temps de monté des impulsions à un photoélectron. Un point le long de ce front – le moment où il atteint une certaine fraction du maximum – devrait nous donner un point de référence meilleur que la position du maximum de pic.

Examinons les divers facteurs intervenant dans la résolution temporelle.

6.1.2.1 Le bruit d'échantillonnage

Il existe une classe de défaillances électroniques qui n'affectent pas les donnés elles mêmes (les caractéristiques des pics ou du bruit de fond) mais seulement la position de la fenêtre lue : elles ont cependant une forte influence sur la résolution temporelle du détecteur. Ceci est liée

au (mauvais) traitement du signal d'arrêt du processus d'échantillonnage. On trouve d'abord que dans un certain nombre d'événements le pic Čerenkov est excentré ou complètement absent de la fenêtre. La fraction des pics manquants ne peut pas être déterminée à partir d'une seule voie mais il faut la comparer avec d'autres voies « correctes ».

L'autre effet, désigné comme le *bruit d'échantillonnage* (en anglais *digitisation jitter*), n'est pas causé par des défauts des cartes FADC mais par le simple fait que le signal d'arrêt (suite au déclenchement) n'est pas synchronisé avec l'horloge qui donne les coups d'échantillonnage. Il a été découvert pendant des mesures de la résolution temporelle des voies individuelles (concrètement en mesurant la précision de l'estimation des positions de pics injectés artificiellement avec une amplitude convenable et sans bruit de fond). Afin de s'affranchir de l'influence des fluctuations dans la décision de déclenchement, on n'a étudié que les positions relatives des pics. Dans le cas idéal, pour les temps reconstruits d'arrivée du front d'onde Čerenkov, la distribution des différences entre deux voies arbitraires forme un pic unique dont la largeur est la somme (au carré) des dispersions temporelles des deux voies individuelles. En réalité, le signal de déclenchement peut coïncider avec le coup d'horloge d'échantillonnage et n'être traité qu'un pas plus tôt ou plus tard selon les différences minuscules de temps de propagation. La position reconstruite du pic est dans ce cas décalée d'un pas d'échantillonnage à droite ou à gauche. L'histogramme des différences de temps entre signaux reconstruits présente donc trois maxima, celui au milieu étant au moins 2 fois plus grand que ses voisins. Un quatrième pic apparaît rarement, signalant une défaillance plus grave du processus d'arrêt du FADC considéré.

La solution de ce problème, mise en place en février 2000, introduit un signal de référence (dénommé *pic fiduciaire*) émis par un générateur d'impulsions au moment du déclenchement. Ce signal, distribué dans l'ensemble des voies par l'injection de charge standard, ajoute un pic à une position fixée de la mémoire du FADC. La taille de la fenêtre nécessaire pour la localisation de ce pic étant réduite à 30 bins, on augmente la taille des données lus à chaque événement de 30%. En conséquence, le temps mort peut monter d'un tiers, désavantage le plus grave de cette solution. La comparaison de la position mesurée du pic fiduciaire par rapport à la position théorique nous permet non seulement de corriger le décalage d'échantillonnage, mais également de résoudre les défaillances plus graves de processus d'arrêt/marché des FADCs.[5]

De plus, comme la position du pic Čerenkov est maintenant mesurée relativement au pic d'injection, on devient insensible à toutes les différences inconnues de temps de propagation dans la chaîne électronique entre PMs et FADCs. Évidemment, en plus de l'augmentation du temps mort, le prix à payer est une dégradation de la résolution temporelle, qui est maintenant la combinaison des précisions d'estimation de la position du pic Čerenkov et du pic fiduciaire (pour ce dernier, on peut néanmoins profiter de la forme et de l'amplitude connues).

Toutes les informations temporelles extraites des données FADC dépendent de la valeur du pas d'échantillonnage, estimé avec une précision limitée. Les petites variations de la fréquence d'échantillonnage (de l'ordre de 0.1%), observées depuis l'installation d'un fréquencemètre parmi les outils de surveillance en 1999, peuvent avoir des conséquences mesurables sur la position estimée de la fenêtre lue relativement au moment du déclenchement. Pour un intervalle de 1000 bins en mémoire de FADC on peut avoir un biais jusqu'à 1 ns.[6]

[5] L'absence totale du pic fiduciaire est une simple indication que le FADC a manqué le signal d'arrêt (problème discuté déjà au début de ce paragraphe).

[6] De tels décalages ont été déjà trouvés lors de la reconstruction du front d'onde : il s'agit de petites corrections temporelles d'origine inconnue introduites afin d'améliorer la qualité moyenne de l'ajustement d'un ensemble de gerbes.

Malheureusement, à cause de problèmes persistants de communication entre le fréquencemètre et le contrôleur d'acquisition, nous ne disposons pas des valeurs de la fréquence d'échantillonnage pour une grande partie des données. En théorie, les variations de cette fréquence peuvent être extraites des décalages des pics fiduciaires (dont la position réelle ne change pas entre les observations) mais la profondeur de cette position dans la mémoire des FADCs (autour de 100 bins par rapport à l'instant du déclenchement) est insuffisante pour obtenir la précision nécessaire (de l'ordre de 10^{-3}).

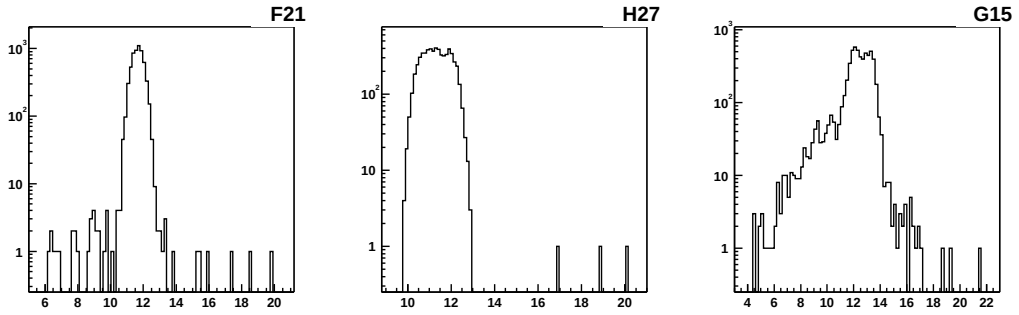


Fig. 6.4 – Position reconstruite du pic fiduciaire pour trois voies particulières. Pour les deux premières voies seuls quelques événements tombent en dehors du pic principal de largeur supposée 1.1 ns. La troisième montre un nombre d'événements de ce type bien plus élevé ; ils sont dû à la défaillance du processus d'arrêt des FADCs. L'introduction de pics fiduciaires permet de traiter correctement même ces événements.

6.1.2.2 L'influence du bruit de fond

La fluctuation du piédestal, proportionnelle à l'intensité du bruit provenant de lumière de fond et de l'électronique, est la source d'incertitude la plus difficile à maîtriser. L'erreur σ_t sur l'estimation de la position temporelle (ainsi que σ_a sur l'amplitude) dépend du rapport signal/bruit, et varie donc avec les observations (à cause des variations du fond de ciel) et augmente fortement pour les pics de faible amplitude. La connaissance de cette erreur est un point essentiel pour choisir correctement les poids dans l'ajustement du front d'onde de la gerbe. Mathieu de Naurois et Roland Le Gallou ont utilisé les injections de charge où des pics artificiels d'amplitude variable sont superposés sur le bruit de fond réel. La méthode d'ajustement des pics donne naturellement les plus faibles erreurs pour les amplitudes correspondant à la valeur maximale du codeur FADC (235 dc au dessous du piédestal c'est à dire à env. 80 p.e.) ; pour les pics plus élevés le traitement de la saturation produit des incertitudes supplémentaires donc l'erreur temporelle commence à croître. On peut paramétriser cette erreur avec une fonction quadratique en ln A[20]

$$\sigma_t(A, n) = a_t(n) + b_t(n)\,(\log_{10} A - c_t)^2 \tag{6.2}$$

où c_t est fixée à $\log_{10} 235\,dc$ tandis que les paramètres $a_t(n)$ et $b_t(n)$ augmentent de façon presque linéaire avec l'intensité du bruit n.

J'ai vérifié ces résultats en appliquant les méthodes d'analyse aux données simulées. Cette approche nous permet d'estimer simultanément la résolution en temps et en amplitude pour une large gamme d'intensité de bruit. Comme déjà noté plus haut, l'erreur dans la procédure

d'ajustement standard, due à l'extrapolation en cas de pics saturés, se manifeste de façon bien plus forte sur l'amplitude que sur le temps reconstruit.

J'ai étudié plus de 10^4 pics simulés dans le mode *diode* sous des conditions de bruit allant de 0.5 à $5\,p.e./\mathrm{ns}$, le nombre de photoélectrons par pic variant de 3 à 400 afin de couvrir deux ordres de grandeur en amplitude. Les distributions sur la fig. 6.5 montrent les caractéristiques principales – la moyenne et l'écart-type – des distributions des temps reconstruits en fonction de l'amplitude (en échelle logarithmique). Pour la moyenne, la valeur absolue n'est pas pertinente (elle vient du choix de la position de la fenêtre par rapport au temps d'injection) mais on doit commenter la décroissance de la moyenne avec l'amplitude : il s'agit probablement d'un effet lié à l'ajustement, qui préfère un front montant avec une gaussienne de pente plus petite pour les événements de basse amplitude que pour les pics plus grands. Cet effet devient important seulement pour les pics saturés, supérieurs à env. $150\,p.e.$, qui sont très rares dans les données réelles, et donc son influence sur la reconstruction du front d'onde est négligeable. La dépendance de l'écart-type en fonction de l'amplitude suit bien une forme parabolique comme prédit par la formule 6.2. On trouve une légère variation du troisième paramètre c_t, qui détermine la position du minimum de la courbe ajustée, avec n.

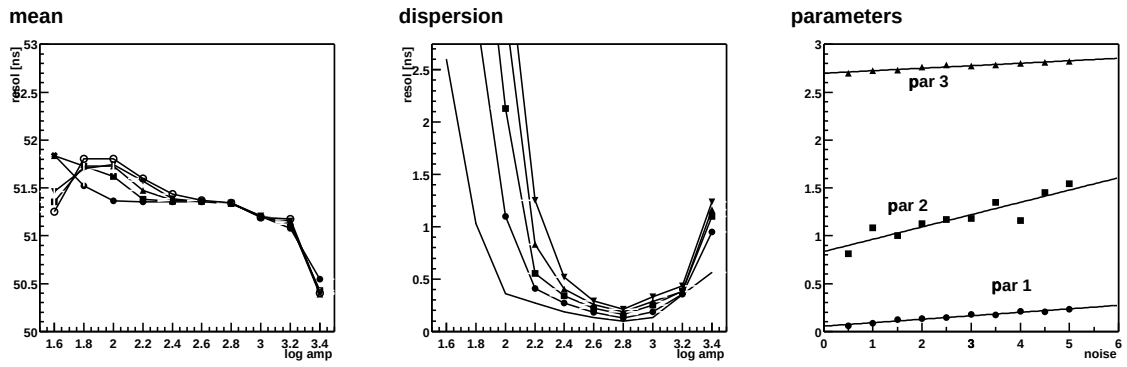


Fig. 6.5 – Temps reconstruit pour des événements simulés. Les deux premières figures donnent la moyenne et l'écart-type des positions des maxima reconstruits en fonction de l'amplitude simulée (échelle horizontale logarithmique $\ln A/\ln 10\,\mathrm{mV}$). Les courbes correspondent à un taux de bruit de 0.5, 1.5, 2.5, 3.5 et $4.5\,p.e./\mathrm{ns}$ (de bas en haut dans la figure du milieu). La figure de droite donne l'évolution des trois paramètres en fonction du taux de bruit de l'ajustement 6.2 décrit dans le texte.

6.1.2.3 Le « padding »

Dans le paragraphe précédent nous avons démontré l'influence du taux de bruit sur les paramètres de pics reconstruits, plus précisément sur leurs erreurs qui interviennent directement dans la procédure d'ajustement du front d'onde. Tant que les résultats physiques sont basés sur la comparaison des données ON-OFF (i.e. les données prises avec le détecteur orienté vers la source et celles prises en pointant vers une région de référence hors de toute source connues), une telle sensibilité aux variations d'intensité du fond devient très critique, produisant arbitrairement des excès positifs ou négatifs. Les différences d'illumination ont leur origine soit dans l'instabilité des conditions météorologiques (la quantité de centres réfléchissants et absorbants dans l'atmosphère), soit dans les différences entre les zones de vue ON et OFF, surtout en présence d'étoiles de magnitudes importantes.

Lorsque les héliostats sont orientés en pointé convergent (et non parallèle), les zones du ciel vues par les différents héliostats individuels ne sont pas identiques. Par exemple quand leur axes se croisent à l'altitude de 11 km, les centres des zones de ciel de 10 mrad correspondantes à deux héliostats du bord (à une distance 220 m) sont séparés de 20 mrad. La fig. 6.6 montre l'étendue du recouvrement pour deux altitudes de pointé.

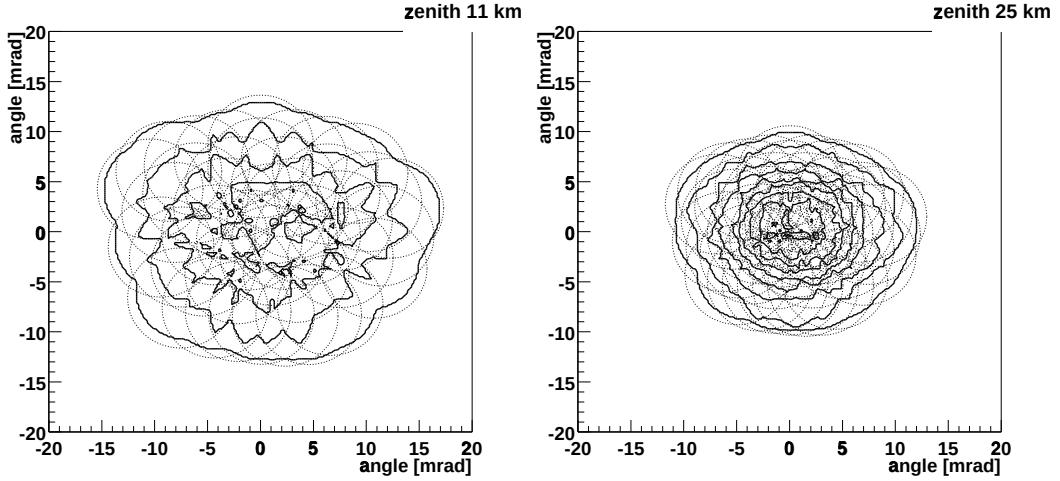


Fig. 6.6 – Recouvrement des champs de vue (cercles en pointillé de 10 mrad de diamètre) des 40 héliostats pour un pointé aux altitudes de 11 km et 25 km (presque parallèle) dans la direction du Zénith. Les contours épais correspondent aux zones du ciel vues par (au moins) 1,4,7 et 10 héliostats respectivement.

Afin de réduire la possibilité de variations aléatoires, la durée des séquences d'observations ON/OFF devrait rester la plus courte possible, prenant en compte aussi le temps nécessaire pour le changement d'orientation du télescope.[7] Quand à la deuxième source de variations du bruit de fond, on a vérifié [30], que les régions OFF choisies pour les sources habituelles ne contiennent aucune étoile gênante (de magnitude < 6). Malheureusement, on ne peut empêcher la présence d'une telle étoile dans la région ON – comme c'est le cas pour Markarian421. La distribution des différences de niveaux de bruit entre les observations ON et OFF est comparée sur la fig. 6.7 pour cette source et celle du Crabe. La différence importante des courants (let donc des fluctuations du piédestal) pour cette source a imposé la nécessité de corrections *a posteriori* de la contamination par la lumière de fond du ciel.

Le principe de cette correction, appelée en anglais *software padding* (le « rembourrage logiciel ») vient du travail de M.F. Cawley [13]. Le projet développé originellement pour la technique d'imagerie consiste en l'ajout d'un nombre de photons artificiels aléatoires dans l'image enregistrée. Cette idée fut adaptée pour CELESTE par Takashi Sako [56] : en comparaison avec le cas des imageurs, le processus d'insertion des photons dans les données FADC est plus complexe (on doit connaître le profil temporel) et il ressemble en principe à ce qui se fait pour la simulation électronique. La forme de l'impulsion du photoélectron utilisée dans la procédure de padding est basée sur l'analyse des événements induits par les muons passant dans les cônes de Winston (voir le paragraphe 5.1.2). Elle diffère légèrement de la forme

[7] Pour cette raison la durée habituelle des prises de données de 30 min a été réduite à 20 min avec 18 min de prise des données et 2 min de déplacement.

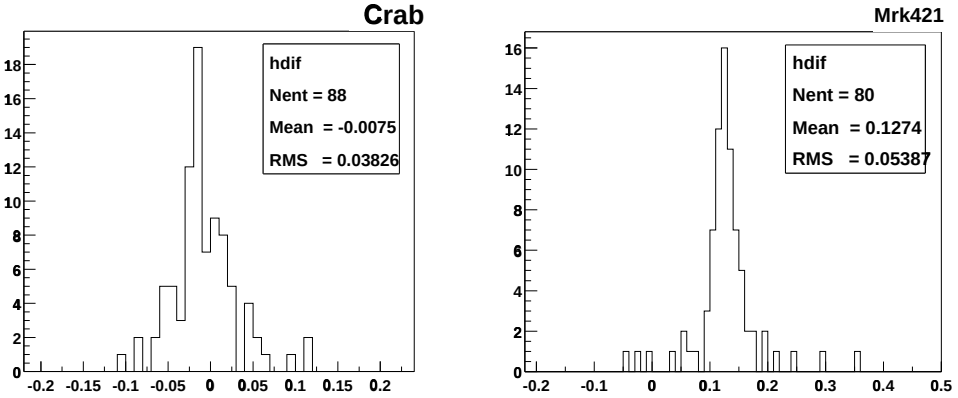


Fig. 6.7 – Différence relative des courants moyens mesurés dans les régions ON et OFF (dans la plupart des cas placées 20 min avant ou après la source, c.. à d. en ascension droite 5° au dessus ou en dessous des coordonnés de la source), pour les observations du Crabe et Mrk421. Tandis que dans le premier cas la valeur moyenne est compatible avec 0, pour Mrk421 les courants de la région ON sont en moyenne 13% plus hauts ceux des régions de référence OFF.

obtenue par les mesures sur l'oscilloscope, donnée par la fonction 5.4 : le front montant est une simple droite et la descente exponentielle est combinée avec une autre exponentielle de constante bien plus élevée $1/\delta \approx 380\,\mathrm{ns}$ qui reproduit le couplage capacitif :

$$a(t > t_{mon}) = A \left(\frac{\beta}{\beta - \delta} \mathrm{e}^{-\beta(t-t_{mon})} - \frac{\delta}{\beta - \delta} \mathrm{e}^{-\delta(t-t_{mon})} \right).$$

Ici aussi, le traitement de l'impulsion complète exigerait une fenêtre de quelques microsecondes. Afin de réduire le temps de calcul on n'ajoute que les impulsions qui tombent à moins de 50 ns avant la fenêtre de digitisation ; la contribution sommée des queues des impulsion arrivant plus tôt (avec un taux de n impulsions par nanoseconde) est remplacée par un déplacement du piédestal

$$s(t) = (\alpha + \gamma\, t)\, n + \varepsilon\sqrt{n},$$

où ε est la fluctuation aléatoire (normalement distribuée) de largeur $\varepsilon_0 = 0.58\, dc$ (tiré une seule fois pour chaque fenêtre des données digitisées), t est le temps après le début de la fenêtre FADC et $\gamma \approx 5\, dc/100\,\mathrm{ns}$. Cette correction, fonction du temps, est nécessaire pour compenser le fait que la forme les impulsions sommées sont terminées de manière précoce dans la zone des valeurs négatives (et donc que la pente moyenne n'est pas nulle mais négative). Les paramètres α, γ et ε_0 sont estimés séparément pour chaque voie de digitisation en tenant compte du gain du détecteur correspondant.

6.1.3 La résolution en amplitude

Bien que l'appellation CELESTE rappelle qu'il s'agit d'une méthode d'échantillonnage combinant des mesures temporelles et d'amplitudes, la calibration en gain fut considérée un peu secondaire par rapport à la calibration temporelle. La connaissance des gains exacts des voies individuelles n'était pas requis ni pour le fonctionnement du détecteur (c. à d. la

formation de déclenchement) ni pour la reconstruction du front de la gerbe (du moins pas avec la précision exigée pour la mise en temps).[8]

Par échantillonnage du front Čerenkov nous voulons dire estimation de la densité des photons à l'endroit de chaque héliostat. Son objet principal est la reconstruction de l'énergie de la particule primaire (pour les gerbes initiées par des gamma), mais les différences d'illumination en divers points du champ des héliostats fournissent aussi des informations importantes pour la distinction entre les gerbes hadroniques et électromagnétiques, ainsi que pour la localisation du point d'impact des gerbes. La conversion des données digitisés en densité de photons peut être divisée en deux phases :

des données FADC en photoélectrons – basée sur la calibration de l'électronique, allant de l'impulsion d'un photoélectron jusqu'à la calibration des FADCs.

des photoélectrons en densité de photons – dépendant de l'efficacité de collection de l'optique (en fonction du pointé) et de l'efficacité quantique des PMs.

Les facteurs de conversion de la partie électronique (la première phase) peuvent être mesurés directement (comme présenté dans un chapitre précédent et discuté en détails plus loin). Un travail semblable pour la partie optique du détecteur exigerait une source de lumière calibrée, dont la taille et la distribution spectrale ressemblerait à celle des images Čerenkov. Même si nous disposons de sources de dimension angulaire convenable (comme la Lune), leur spectre en général est plat, non-compatible avec le spectre Čerenkov piqué vers le bleu. Les mesures existantes d'alignement d'héliostats et de champ-de-vue – les cartographies et dérives d'étoile – ne donnent que des variation relatives d'illumination en fonction de l'orientation de l'héliostat. Récemment le groupe de Bordeaux a commencé des études caractéristiques comparatives des valeurs absolues d'illumination, produites par deux étoiles avec des spectres connus. Le but principal de ces études est de quantifier les variations d'absorption atmosphérique, mais en théorie une déconvolution permettrait d'extraire les caractéristiques spectrales des détecteurs individuels (la réflectivité des héliostats et l'efficacité quantique de PMs).

Cependant, il existe une possibilité de comparer l'efficacité de collection des différents héliostats en utilisant directement les photons Čerenkov émis par les gerbes atmosphériques. La méthode, adaptée pour CELESTE par Philippe Bruel et Jamie Holder, est basée sur la comparaison des distributions d'amplitudes (*spectres en charge*) des pics trouvés dans les données digitisées collectées au cours d'une acquisition normale. Le but premier étant d'égaliser les réponses entre voies de digitisation (ainsi que leur poids dans le système de déclenchement), cette méthode mélange efficacité de collection et réponse des PMs et FADCs. Le gain dit *opto-électronique* est caractérisé par l'expression $a_5 - a_{30}$ (pour la définition voir la fig. 6.8) déduit de la partie droite du spectre en charge (on réduit ainsi l'influence probable du choix du seuil de déclenchement). Les spectres en charge provenant des observations de sources dans des directions variées donnent des valeurs différentes des gains à cause de la dépendance de l'efficacité de collection en fonction de l'angle zénithal et azimutal.

Actuellement, l'estimation de l'efficacité de collection est basée uniquement sur une simulation détaillée de l'optique de CELESTE. Malgré des corrections qui incluent les ombres de la caméra ainsi que la structure précise des surfaces réfléchissantes (primaire et secondaire), de nombreux autres effets peuvent difficilement être pris proprement en compte dans la simulation :

[8] Il y a deux exceptions : la calibration des phototubes (voir le paragraphe 5.1.3), effectuée immédiatement après leur installation, et la calibration des discriminateurs dans les modules de déclenchement (nécessaires pour le choix correct des seuils).

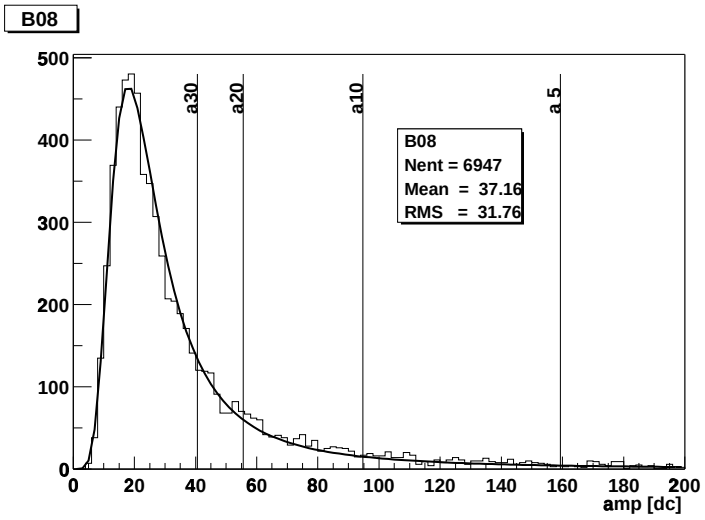


Fig. 6.8 – Spectre en charge (distribution des amplitudes) des pics de la voie B08 pendant une observation du Crabe près du transit. La variable a_n est défini comme l'amplitude où $n\%$ des pics analysés ont une amplitude supérieure à a_n. Une variation du gain optique ou électronique entraîne une variation similaire de l'échelle horizontale du spectre en charge, et par conséquent la différence $a_m - a_n$ est proportionnelle à ce gain. Le choix $m = 5$, $n = 30$ s'est montré suffisamment stable (pour plus de détails, voir [20, pp. 196]). La fonction ajustée est une fonction de Landau, bien adaptée aux distributions des amplitudes de pics.

des ombres additionnelles de la structure de soutien de la caméra, des éléments de sa protection etc.

défauts des miroirs d'héliostats – en plus de quelques sections brisées ou manquantes (moins de $2\,\mathrm{m}^2$ pour les héliostats les plus endommagés), une fraction de la surface de certains héliostats est pollué par des traces d'huile (venant probablement de fuite de l'unité motrice).

mauvais alignement et **fautes de pointé** – des problèmes de pointé apparaissent souvent pour certains héliostats. Ceux qui cessent complètement de suivre la cible sont supprimés de l'acquisition et du déclenchement. Mais le plus souvent l'héliostat fautif n'est retardé que de quelques pas codeurs par rapport à sa position théorique. Ce défaut affecte très peu le temps d'arrivée des photons dans la caméra, mais il a des conséquences plus graves sur le nombre de photons collectés. On ne peut pas calculer le changement induit sur l'efficacité de collection à partir des dérives d'étoiles car les gerbes sont des sources étendues. Des effets similaires peuvent apparaître de façon systématique (en fonction de l'orientation du héliostat) à cause de l

a cause de la déformation élastique des structures de soutènement : les corrections dérivées des cartographies d'étoile dans une direction donnée deviennent fausses pour une autre direction. Si de tels décalages sont observés souvent pour les imageurs (causés par le déplacement de la caméra dans le plan focal du miroir), on n'a aucune évidence d'un tel effet pour les héliostats de CELESTE. Si cet effet s'avérait important, on serait obligé soit introduire des corrections d'alignement variables dans l'algorithme de pointage, soit corriger l'efficacité de collection pour ce décalage en fonction des positions de source.

Tous ces phénomènes réduisent le nombre de photons réellement collectés par rapport au nombre estimé dans la simulation, et produit donc une **sous-estimation de l'énergie** de la

particule primaire. En plus, **la réponse du détecteur simulé** est **plus uniforme que celle du détecteur réel**, fait qui affecte certaines variables d'analyse basées sur l'uniformité du signal dans le champ d'héliostats.

Dans la partie électronique du télescope, les gains (plutôt les atténuations) furent mesurés comme le rapport entre l'amplitude à l'entrée et à la sortie d'une impulsion injectée d'une largeur proche de celle des pics Čerenkov réels. Les mesures dépendent du choix de cette largeur parce que l'élargissement des impulsions dans les câbles les plus longs et dans les éléments à bande passante limitée introduit aussi une réduction de l'amplitude. Les pertes propres de l'élément considéré sont égales au rapport de la charge (la surface du pic) à la sortie et à l'entrée $g = s_o/s_i$ (ici on dénote par i les variables à l'entrée et par o celles à la sortie). Considérant un élargissement donné par $w_o^2 = w_i^2 + b^2$, l'atténuation de l'amplitude mesurée est

$$r = \frac{a_o}{a_i} = \frac{s_o}{s_i\sqrt{1 + b^2/w_i^2}}.$$

Il semblerait plus judicieux de calibrer les gains en charges plutôt qu'en amplitudes. Cette méthode reconstruit mieux le nombre de photoélectrons car la surface du pic Čerenkov final est une simple somme de surfaces d'impulsions de photoélectrons individuels (comme discuté plus bas). Le choix originel de calibrer en amplitude fut justifié par la nécessité d'équilibrer les voies dans les modules de déclenchement (et entre les modules) : ici c'est l'amplitude que l'on compare au seuil choisi (malgré les effets importants de l'élargissement dans les cartes de retards). Mais la calibration en charge doit être préférée pour la branche de digitisation. Les premiers essais, décrits dans le paragraphe 5.2.2, concernent la recherche d'impulsion de photoélectron unique dans les données FADC.

Amplitude

Pour estimer l'amplitude d'un pic localisé dans une fenêtre d'échantillonnage on peut prendre simplement la valeur la plus élevée de la fenêtre (en supposant la valeur de piédestal correctement estimée). Mais l'estimation basée sur une seule valeur est sensible au décalage des pas de conversion dc/mV. Une approche plus sûre est de calculer une interpolation quadratique des trois bins les plus élevés. On est à l'abri de ce biais avec la méthode d'ajustement, mais la différence entre la forme du pic réel et de la fonction ajusté (surtout s'il s'agit de pics pointus) peut produire une erreur importante de l'amplitude reconstruite (bien plus importante que dans cas de la résolution temporelle). L'ajustement des pics est cependant la seule méthode de traitement des pics saturés.

Sur la figure6.9 nous voyons les résultats de l'analyse des mêmes données que celles utilisées pour l'estimation de la résolution temporelle ; les distributions obtenues ressemblent à celles de la figure6.5. On remarque que l'amplitude moyenne mesurée devient surestimée dans deux régions : les petits pics sont fortement perturbés par le bruit car les fluctuations négatives ne sont pas identifiées comme des pics, on obtient un excès positif qui croit avec le taux de bruit ; dans la région des pics saturés il s'agit d'un défaut intrinsèque à la méthode d'ajustement : l'erreur sur l'amplitude ajustée monte de 20% à $500\,dc$ jusqu'à 80% à $800\,dc$.

Comme dans le cas de la résolution temporelle, la résolution en amplitude est représentée par une parabole (selon la paramétrisation 6.2), mais seulement pour la partie de la courbe au dessous de 100 mV. On trouve que la relation linéaire entre p

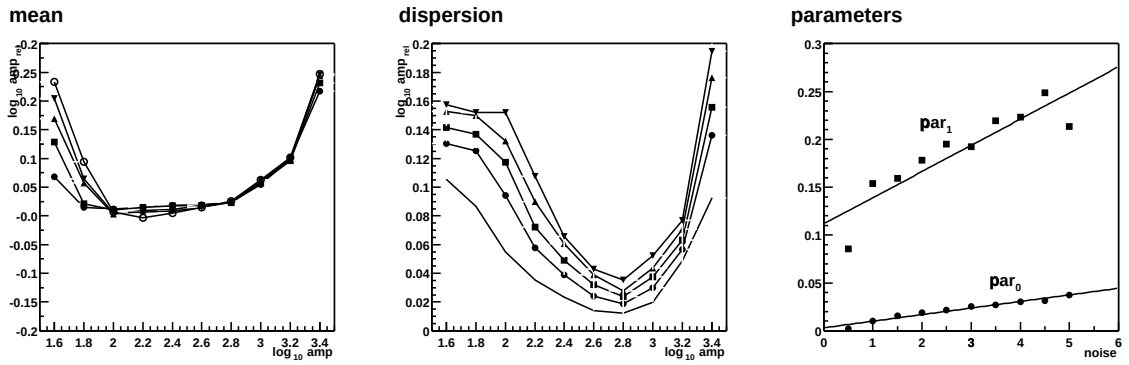


Fig. 6.9 – Logarithme du rapport entre l'amplitude reconstruite à partir d'un ajustement du pic et l'amplitude réelle pour différents niveaux de bruit de fond (en fonction de l'amplitude analogue à la fig.6.5). Axe horizontal est en mV.

Les paramètres décrivant cette parabole varient linéairement avec le taux de bruit et le minimum de la dispersion correspond à $c_t = 2.8 = \log_{10} 630\,\mathrm{mV} \approx \log_{10} 200\,dc$.

Surface

Comme pour l'amplitude, la surface du pic peut être estimée soit à partir des paramètres de la fonction ajustée, soit par une simple intégration de la région du pic. Par la seconde méthode on obtient un résultat plus exact, mais elle est inapplicable pour les pics saturés. Il faut aussi définir les limites de pic, c'est à dire les limites d'intégration de la surface du pic. La fig. 6.10 montre la charge cumulée en intégrant sur toute la fenêtre de digitisation (après soustraction du piédestal). On voit comment un changement des points bornes de l'intégration de la surface du pic modifie fortement la valeur de cette surface (obtenue comme une simple différence des valeurs de l'intégrale en ces deux points). Les deux droites sont le résultat d'un ajustement linéaire (c. à d. constante avant intégration) des régions situées à gauche et à droite du pic central. Les pentes non-nulles indiquent que les piédestaux propres à ces deux régions sont différents de la valeur moyenne du piédestal. Ceci arrive pour deux raisons : le piédestal varie à cause de la fluctuation du taux des photons du fond de ciel (exemple de droite de la fig. 6.10) et aussi à cause du découplage capacitif qui donne un rebond négatif après le signal (voir en par. 5.1.1) – évident dans l'exemple de gauche à bas bruit de cette figure.

6.1.4 Comparaison avec la simulation

Comme déjà dit au début de ce chapitre, les paramètres des pics Čerenkov donnent la possibilité d'une première comparaison directe entre les données prises dans l'acquisition réelle et celles issues de la chaîne complète de simulation. Il est très important de vérifier les résultats à ce point car toutes les variables de l'analyse suivante dépendent des caractéristiques des pics individuels.

Nous commençons cette comparaison avec la simulation « standard » d'une source située au Zénith. Deux lots de protons sont simulés avec un indice spectral intégral -1.78 : l'un entre 30 GeV et200 GeV et l'autre entre 200 GeV et 10 TeV.[9] L'indice du spectre des gamma (-2.0)

[9] Peu de protons du premier intervalle déclenchent le détecteur mais avec un seul lot d'un spectre continu on

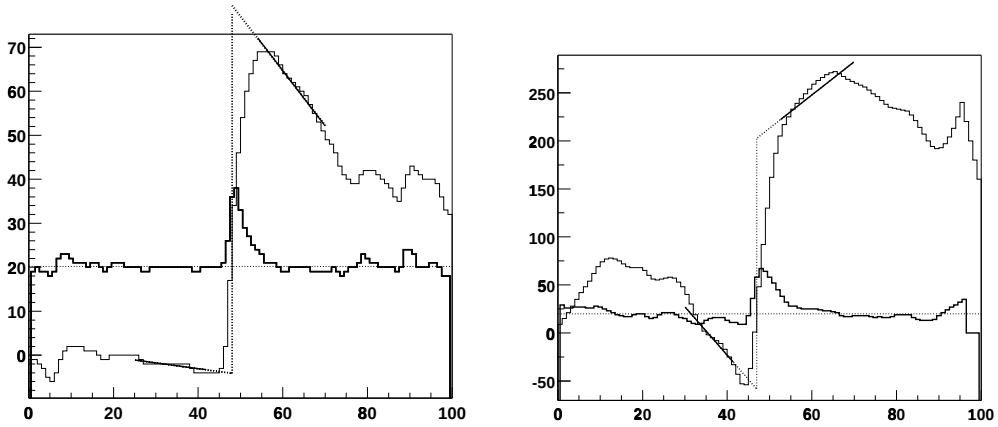


Fig. 6.10 – Charge intégrée dans la fenêtre de digitisation pour un pic Čerenkov simulé avec un bruit de fond négligeable (à gauche) ou nominal (à droite). La courbe épaisse montre le signal avant intégration (la ligne pointillée horizontale correspond à la valeur du piédestal). La surface du pic est estimée à l'aide de deux ajustement linéaires (voir le texte) comme la différence à la position du maximum du pic (ligne pointillée verticale).

a été choisi proche de celui du Crabe (selon les mesures d'EGRET), les énergies allant de 10 à 300 GeV. Le développement des gerbes est traité avec ISU, suivi par la simulation optique, dans la configuration des 40 héliostats en pointé convergent à 11 km. Les paramètres de la simulation électronique viennent des mesures présentées dans le chapitre précédent (l'impulsion d'un photoélectron est de type *gaus+expo* avec une demi-largeur de 3.3 ns, avec un couplage capacitif). Le bruit du fond du ciel avec un taux (moyenné entre les héliostats) de $1.2\,p.e./\text{ns}$ correspond à de bonnes conditions météorologiques.

Pour les données réelles nous avons choisi les données prises près du Zénith (l'angle zénithal $\theta < 15°$), pendant l'observation de Markarian421 en janvier et février 2000 (7 runs totalisant 2.4 heures sur la source). Ce lot a été choisi pour deux raisons :

- le source a été observée simultanément par l'imageur CAT, dont l'analyse est très performante pour la partition entre les gerbes hadroniques et gamma ;
- il s'agit d'une période d'activité très élevée de Markarian421 (selon les mesures du CAT), qui a permis à CELESTE pour la première fois d'obtenir un signal significatif sur cette source.

La combinaison de ces deux conditions nous permet d'extraire une sélection d'événements communs fortement enrichie en gamma. La procédure d'une telle extraction est décrite en détail par Mathieu de Naurois dans [20, chap. 10] : ici nous ne rappellerons que les idées essentielles. Pour l'imageur CAT, on utilise comme variable principale l'angle α d'orientation de l'image de la gerbe par rapport à la position de la source dans le plan focal. Dans l'analyse de CAT on sélectionne les images qui s'ajustent le mieux à un modèle de gerbes gamma (un critère de qualité de l'ajustement permet de rejeter un grand nombre de gerbes hadroniques) ; la distribution de l'angle α des événements sélectionnés (montrée sur la fig. 6.11) montre un

aurait une statistique insuffisante d'événements à haute énergie. Pour certaines études nous nous contenterons seulement des protons du deuxième intervalle, négligeant la contribution minoritaire des protons de basse énergie.

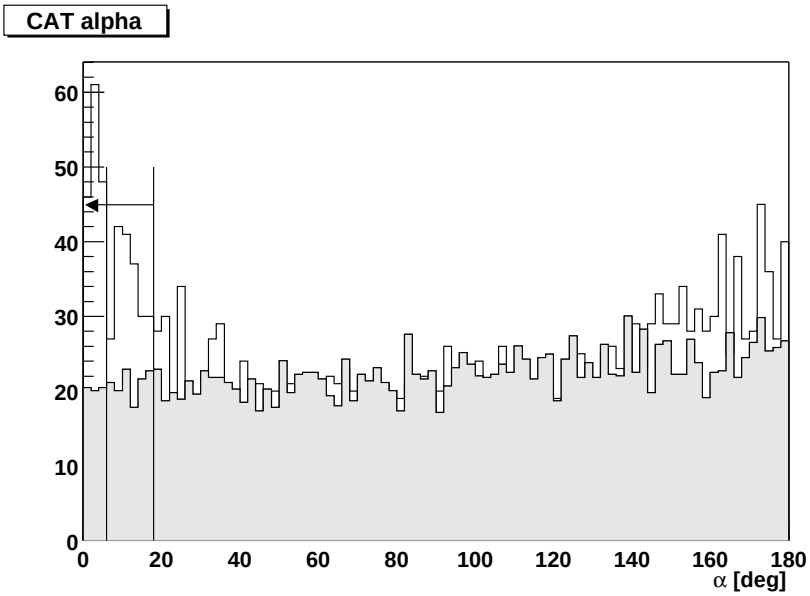


FIG. 6.11 – Distribution de l'angle α pour les événements communs (pris sur la source) passant les coupures « gamma » (histogramme blanc) et « hadron » (histogramme gris) de l'analyse CAT. Le nombre des événements hadroniques a été renormalisé à la même intensité hors source ($60° < \alpha < 180°$). Les lignes verticales indiquent les deux coupures en α utilisés pour l'extraction des lots enrichis en gamma.

excès attendu (par rapport aux événements du fond hadronique) près de $\alpha = 0°$. La coupure habituelle $\alpha < 6°$ nous donne 334 événements « gamma » par rapport aux 131 événements « hadroniques » dans cet intervalle (après la renormalisation donnée sur la fig. 6.11) : on estime donc le contenu en gamma de ce lot à 60%. Pour certaines études (dépendances à plusieurs paramètres) cette statistique est trop faible ; une sélection moins forte de $\alpha < 18°$ nous donne un lot de 740 événement avec 48% de gamma.

Imposer un déclenchement simultané de CAT et de CELESTE élève nettement le seuil de ce dernier (autour de 200 GeV). Nous devrons donc étudier aussi l'influence du seuil de déclenchement pour les distributions discutées ci-dessous.

La fig. 6.12 compare les distributions des trois paramètres principaux des pics - l'amplitude, la largeur et la position du maximum - d'une voie particulière, pour des protons simulés (seuil « nominal » de $4.5\,p.e.$ par héliostat et une majorité de 3/5) et pour des données réelles (événements « hadroniques »). Les différences entre ces distributions méritent des commentaires :

amplitude l'excès de pics à faible amplitude dans les données simulées correspond effectivement à un seuil plus élevé des données réelles (commenté avec la fig. 6.13) ;

position la position absolu du pic n'est pas pertinente ; la dispersion plus élevée des données réelles peut être attribuée aux défauts de synchronisation des FADCs ;

largeur le désaccord le plus marqué, qui sera discuté plus loin.

La comparaison entre des gamma simulés (même seuil que celui des protons) et le lot des données réelles enrichi de 60% en gamma donne les résultats résumés dans le tableau suivant :

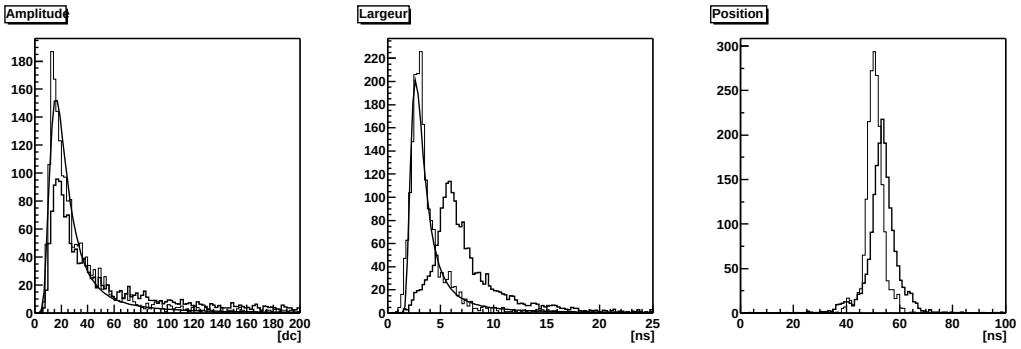


FIG. 6.12 – Distributions des paramètres d'ajustement des pics trouvés dans la voie B08 pour une simulation de protons (trait fin avec des fonctions de Landau ajustées) et les événements réels (communs CAT-CELESTE) marqués « hadronique » (trait épais). Les valeurs des amplitudes sont données en pas codeur [*dc*], la largeur et la position en pas d'échantillonnage, dénoté [ns] (parce qu'il vaut une nanoseconde à 6% près).

données	communs CAT-CELESTE		simulation « standard »	
	« hadrons »	« gamma »	protons	gamma
amplitude [dc]	47.3	36.6	36.5	30.0
disp. de position [ns]	5.38	5.74	3.70	3.26
demi-largeur [ns]	6.52 ± 3.36	6.70 ± 3.80	4.05 ± 2.17	3.92 ± 2.19
à gauche	2.87 ± 2.51	3.10 ± 2.92	1.70 ± 1.51	1.65 ± 1.50
à droite	3.65 ± 2.26	3.61 ± 2.47	2.34 ± 1.73	2.26 ± 1.75

Il s'agit des valeurs (moyennées entre toutes les voies) de la moyenne et l'écart-type des distributions discutées : pour l'amplitude seule la moyenne est donnée et pour la position seule la dispersion. On utilise aussi une pré-sélection des pics en amplitude $A > 10\,dc$ (env. $3\,p.e.$) pour réduire le nombre de pics dûs aux fluctuations du fond de ciel (sauf pour la distribution d'amplitude, où on utilise la coupure $A < 230\,dc$ pour rejeter les ajustements défaillants des pics saturés).

Les différences entre les voies (pour les données réelles) ne sont pas négligeables : pour les moyennes des distributions d'amplitude la dispersion entre les voies est d'environ 13%, de même pour la dispersion de position du maximum. Les largeurs moyennes varient entre les voies de $5 \sim 6\%$.

La figure 6.13 montre une variation linéaire de ces valeurs moyennes avec le seuil appliqué, pour des protons simulés. L'amplitude moyenne croit (vers des valeurs se rapprochant de celles des données réelles) avec le seuil, semblant indiquer une sous-estimation du seuil simulé. Par contre la largeur (à gauche) et la dispersion de position diminue quand on augmente le seuil. Le seuil ne peut donc pas expliquer toutes les différences entre événements et simulés ; il faut donc aller chercher les raisons des écarts constatés dans les étapes précédentes de la simulation.

L'effet de diminution de la largeur avec l'amplitude du pic [10] est encore plus visible sur les graphiques dimensionnels (6.14) ; l'étude séparée des profils pour la largeur à droite et à gauche est donnée sur la fig. 6.15. On voit bien que la largeur moyenne de pics simulés

[10] Il s'agit de la largeur à mi-hauteur ; la largeur à un niveau donné peut effectivement augmenter.

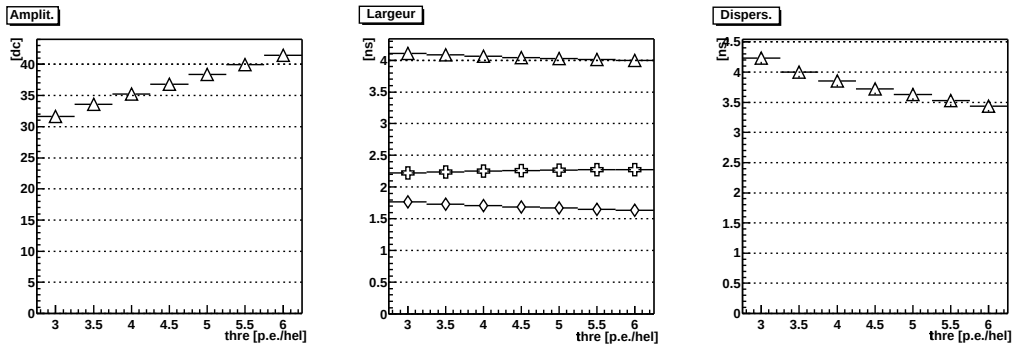


FIG. 6.13 – Caractéristiques des distributions de la figure 6.12 (moyenne sur toutes les voies) pour des protons simulés en fonction du seuil appliqué (majorité 3/5). A gauche, l'amplitude moyenne (dans l'intervalle $10\,dc < A < 230\,dc$), au milieu, la demi-largeur (triangles) et les largeurs à gauche (losanges) et à droite (croix). Le dernier graphique montre la dispersion de la position du maximum.

est sensiblement inférieure (d'environ 40%) à la largeur des pics trouvés dans les données réelles. A cette échelle les différences entre les données hadroniques et « gamma » deviennent négligeables. On peut néanmoins constater que les données réelles composées pour moitié de gamma ont une largeur légèrement inférieure aux données hadroniques, c'est ce qu'on trouve aussi entre les protons et gamma simulés, jusqu'à la saturation. La croissance de la largeur des pics dans les données réelles au-delà de la saturation peut être expliquée par l'effet de pics mal reconstruits (beaucoup plus rare dans les données simulées).

On peut imaginer deux effets qui ont impact sur la largeur des pics Čerenkov : le niveau de bruit du fond (qui joue surtout dans la reconstruction des pics) et la dispersion temporelle des impulsions qui compose un pic. Pour étudier ce dernier effet, nous avons introduit dans la simulation électronique une fluctuation supplémentaire du temps de transit des photoélectrons dans les PMs, la véritable origine de cette dispersion supplémentaire des photons pouvant déjà être dans la propagation de la lumière dans l'optique ou même dans le développement des gerbes.

Sur la fig. 6.16 on peut comparer l'influence de ces deux effets : le doublement de bruit de fond du ciel (un taux moyen $n = 2.4\,p.e./\text{ns}$) et une augmentation forte de la fluctuation du temps de transit (de 0.5 ns à 2.7 ns,cette valeur importante ayant été choisie pour estimer la grandeur de cet effet). Comme on le voit, le bruit de fond supplémentaire ne change pas la valeur moyenne de la largeur des pics (sauf à basse amplitude à cause des faux pics de bruit), mais il augmente la dispersion des distributions de largeur de 20 à 40%. La variation de la fluctuation temporelle des photoélectrons d'un facteur 5 peut effectivement augmenter la largeur moyenne, mais au maximum de 10% près de la saturation.

Les effets discutés ne sont donc pas capables d'expliquer les écarts observés entre simulation et expérience. La seule solution qui reste c'est de revenir au paragraphe 5.2.4 : On a vu que le paramètre d'autocorrélation τ pour les données réelles varie entre $\tau \approx 2.6$ ns et 2.9 ns et que pour arriver à cette valeur avec le bruit de fond simulé, il faut selon la figure 5.16 élargir l'impulsion d'un photoélectron jusqu'à une demi-largeur entre 5 ns et 6 ns. Ce choix nous permet de simuler la fluctuation du piédestal réelle (la valeur $\sigma^2 = 5 \sim 10\,p.e.^2$) avec un taux de photons plus proche de l'estimation de Berrie Giebels (page 19). Il faut cependant être prudent car le changement de largeur peut avoir des conséquences importantes sur beaucoup

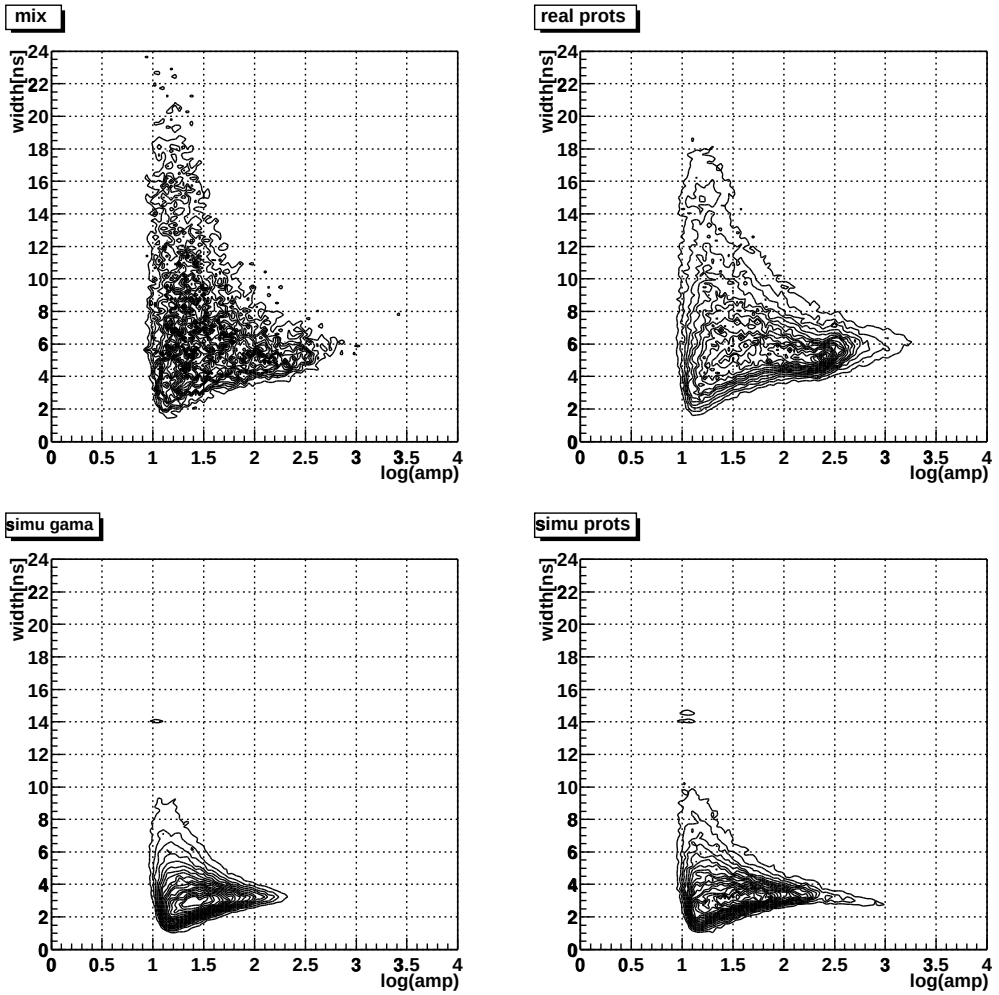


Fig. 6.14 – Largeur ajustée versus amplitude (en échelle logarithmique) : en haut, les données réelles enrichies en gamma (48%) et les événements « hadroniques », en bas, les gamma et les protons simulés.

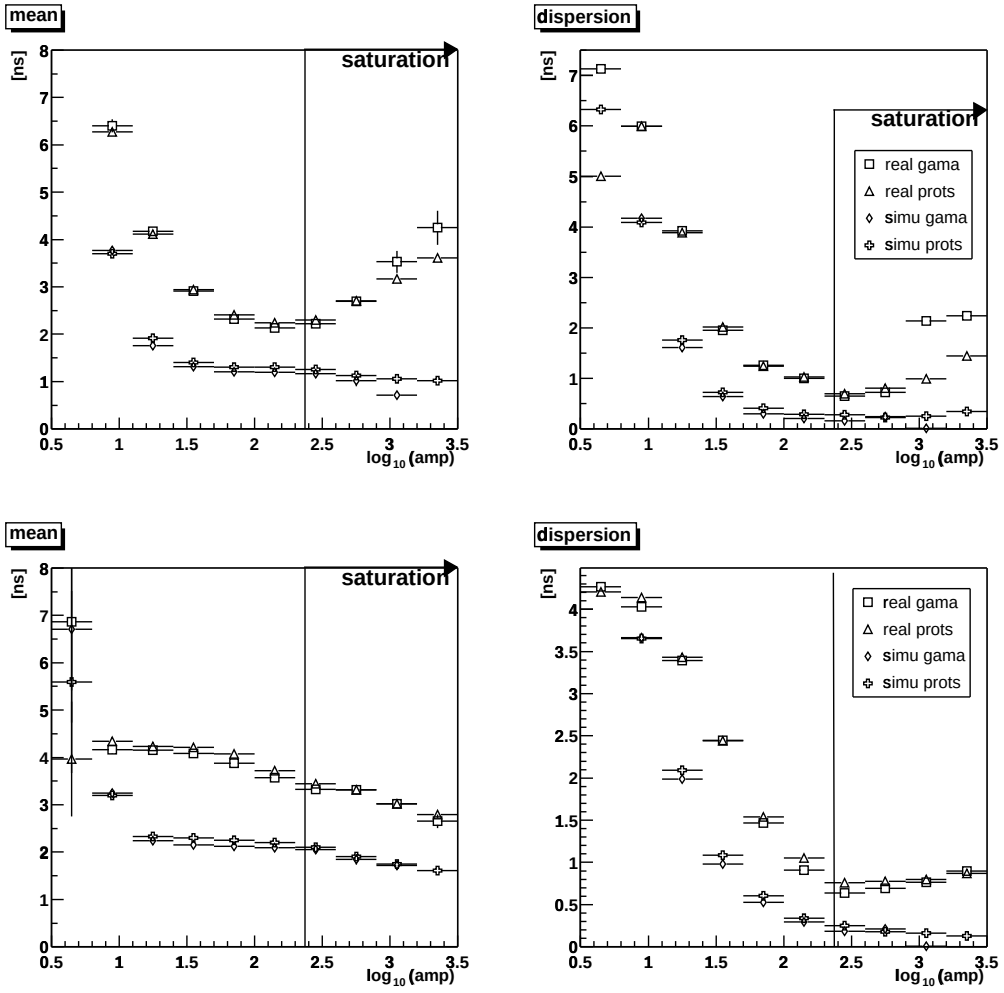


Fig. 6.15 – Largeur ajustée versus amplitude pour des données prises près du Zénith et pour des données de la simulation « standard ». La paire du haut donne la valeur moyenne et la dispersion (par bin logarithmique en amplitude) de la demi-largeur à gauche, en bas même chose pour la demi-largeur à droite. La ligne verticale limite la région de saturation des FADCs.

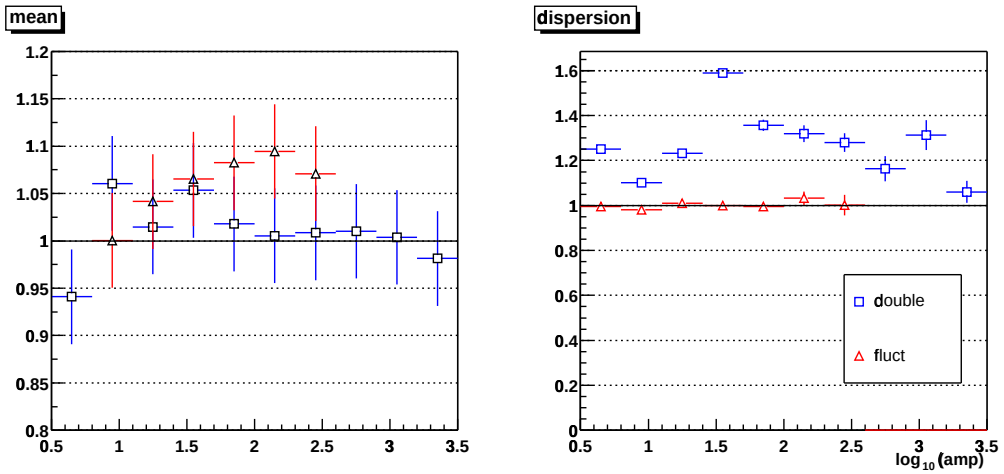


Fig. 6.16 – Influence de deux effets – doublement du bruit du ciel (carrés) et multiplication par 5 de la fluctuation temporelle (triangles) – sur la largeur des pics. La figure de gauche donne l'élargissement relatif de la valeur moyenne en fonction de l'amplitude (en $\log dc$), la figure de droite le changement de sa dispersion, en fonction de l'amplitude.

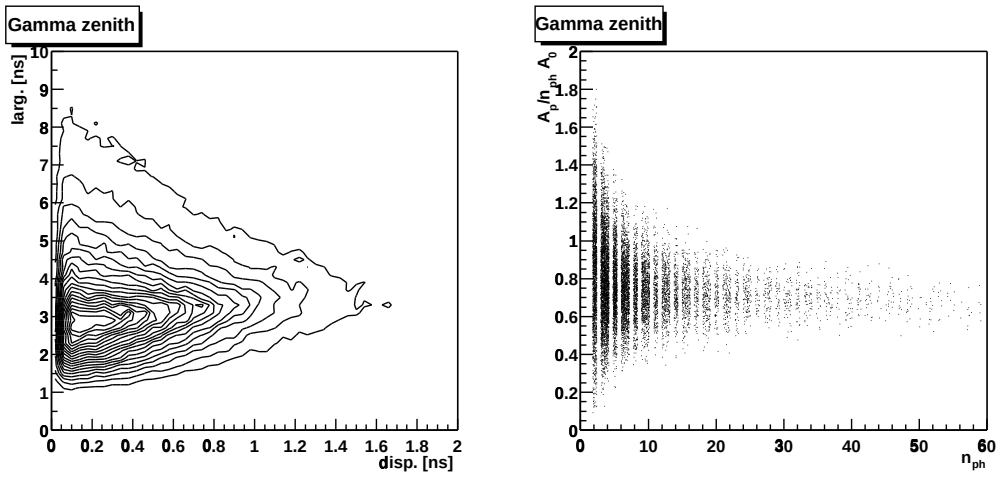


Fig. 6.17 – *à gauche :* corrélation entre la largeur du pic et la dispersion du temps d'arrivée des photons (la dispersion du front d'onde Čerenkov) dans un phototube donnée ; *à droite :* « facteur de sommation » $s_p = A_p/nA_o$ en fonction du nombre de photoélectrons (simulation de gamma au Zénith avec une largeur d'impulsion de photoélectron $w_0 \approx 3.3\,\mathrm{ns}$).

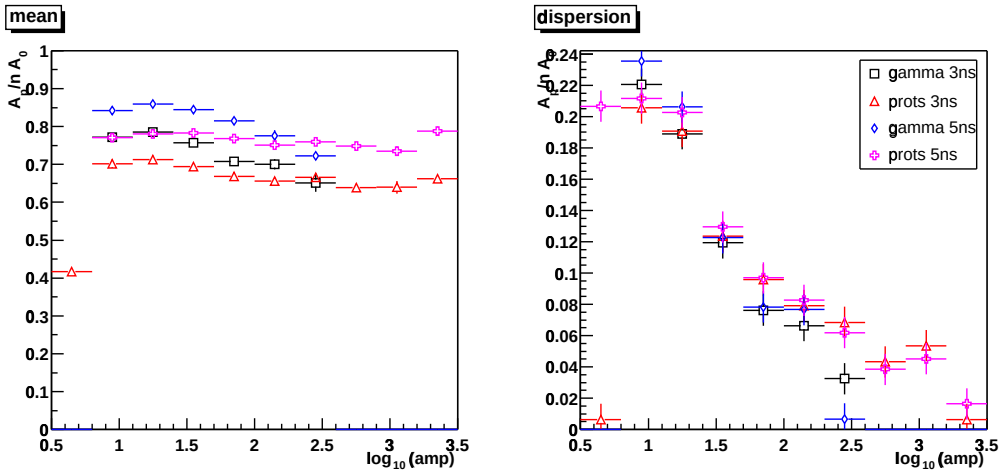


FIG. 6.18 – Facteur s_p en fonction de l'amplitude des pics (en $[dc]$) pour des protons et gamma simulés au Zénith avec deux largeurs différentes d'impulsions du photoélectron. Tandis que pour les protons la valeur moyenne reste presque constante, pour les gamma elle décroît (presque jusqu'au niveau des protons de la même largeur d'impulsions).

d'autres caractéristiques de l'expérience, non seulement dans la branche digitisation, mais encore plus dans la procédure de déclenchement. Dans le chapitre suivant on va essayer de quantifier ces effets.

La largeur des impulsions d'un photoélectron joue un rôle beaucoup plus important que la dispersion temporelle du front d'onde Čerenkov : la fig. 6.17 montre que la variation de la largeur du pic avec cette dernière est assez faible.

La valeur de la largeur w_0 des impulsions d'un photoélectron, utilisée dans la simulation, a une influence directe sur la surface des pics Čerenkov (car les détecteurs ont été calibrés en amplitude, on trouve une proportionnalité entre w_0 et la surface des pics). Son impact sur l'amplitude A_p des pics Čerenkov est moins direct : la dispersion des temps d'arrivée des photons (sur un détecteur) fait que A_p est inférieur à la somme des amplitudes d'impulsion d'un photoélectron (qui fluctue autour de la valeur « calibrée » A_0). Pour des impulsions étroites cet effet est plus important que pour des impulsions larges.

Le tableau suivant montre les résultats de simulations (gamma et protons au Zénith) qui ont été effectuées pour trois largeurs w_o :

	gamma		protons	
w_0[ns]	w_p[ns]	s_p	w_p[ns]	s_p
3.34	3.63	0.83	3.81	0.78
5.00	5.19	0.90	5.36	0.85
6.02	6.32	0.91	6.52	0.86

Une pré-sélection des pics entre 10 et 30 $p.e.$ a été appliquée (pour s'affranchir des pics perturbés par le bruit). La valeur $w_p$est la largeur moyenne des pics de ces amplitudes, s_p est la moyenne des rapports $s_{pi} = A_{pi}/nA_{oi}$ obtenus pour chaque détecteur (chacun avec sa propre calibration d'amplitude A_{0i} des impulsions du photoélectron unique).

Chapitre 7

Déclenchement

7.1 La formation du déclenchement

7.1.1 « Mise-en-temps »

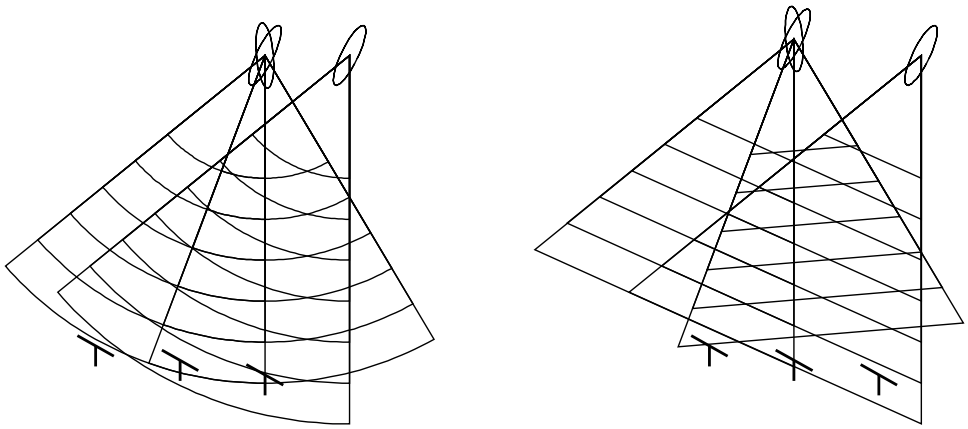


Fig. 7.1 – Front d'onde sphérique versus front plan. Dans le deuxième cas un déplacement de la gerbe ne modifie pas la qualité de la mise-en-temps (pour un réglage des retards donné), ce qui n'est pas le cas pour un réglage « sphérique ».

Le calcul des retards dans le système de déclenchement est fait en faisant une hypothèse sur la structure temporelle de la lumière Čerenkov produite par une gerbe électromagnétique. Pour des énergies de l'ordre $10^1 - 10^2$ GeV la forme du front d'onde la mieux adaptée est probablement la forme sphérique. Son rayon est donné par $d/\cos\theta$ (où θ est l'angle zénithal sous lequel on observe la gerbe et d l'altitude du maximum de l'émission – typiquement 11 km), son centre se situe sur la droite qui passe par le pivot dans la direction de la source observée.

Il est intéressant de noter que si on suppose une forme plane du front d'onde aucun choix de pivot n'est nécessaire : le calcul des retards serait le même pour n'importe quel point d'impact de gerbes arrivant de la direction donnée. En revanche, les retards réglés selon l'hypothèse sphérique favorisent, pour une direction donnée, les gerbes qui tombent près du centre du

champ (comme on le voit sur la fig. 7.1).[1]

Pour cette raison le réglage « plan » contrairement au type « sphérique » ne réduit pas la surface effective de déclenchement mais ce dernier permet une meilleure mise-en-temps et donc un seuil en énergie plus bas pour les gerbes bien centrées.Une étude quantitative nous montre qu'en réalité, les différences entre les deux types de réglage ne sont pas très marquées : la dispersion des pics après la mise-en-temps (dans un module de déclenchement) croit légèrement avec le paramètre d'impact (d'une valeur allant de 0.7 ns à 1.4 ns). Le facteur limitant ici est le pas minimal (1 ns) des retards analogiques.

Cependant, dans le système de déclenchement de CELESTE, de petites différences dans le positionnement des pics peuvent avoir des implications importantes dans les amplitudes après la sommation et donc sur le seuil réel de l'expérience. La sensibilité du détecteur à la précision de la mise-en-temps dépend beaucoup de la forme des pics sommés. Dans un mode de déclenchement purement logique on somme des impulsions rectangulaires (générées par des portes de retards logiques) donc de petits déplacements (jusqu'à la largeur de ces impulsions) peuvent être tolérés. Par contre dans un système analogique, où on somme des impulsions étroites, même de petites erreurs de mise-en-temps peuvent réduire sensiblement l'amplitude du pic final. Les rapports de cette amplitude et de la somme des amplitudes des pics à l'entrée du module de déclenchement ont une valeur moyenne s_g, qui caractérise bien la précision de la mise-en-temps.

L'amplitude « somme » A_g peut également être ramenée (pour les gerbes simulées) au nombre total n_g de photoélectrons générés dans toutes les voies du groupe donné. Le rapport

$$f_g = \frac{A_g}{n_g\, b_g\, A_0} \tag{7.1}$$

(où A_0 dénote l'amplitude nominale d'un photoélectron[2] et b_g est l'atténuation moyenne entre le détecteur et le module de déclenchement – dans le splitter et les retards fixes) donne une mesure de l'isochronicité globale du détecteur, combinant ainsi le facteur s_g du module de déclenchement et les facteurs s_{pi} dûs à la dispersion des temps d'arrivée des photons dans les photomultiplicateurs individuels. La figure 7.2 donne une idée générale de la qualité de la mise-en-temps dans les groupes, la figure 7.3 compare le facteur f_g obtenu pour différentes simulations. La connaissance de ce facteur peut être utile pour la correction de la relation traditionnelle entre le seuil exprimé en photoélectrons par héliostat et le seuil en millivolts appliqué au discriminateur dans le module de déclenchement

$$s[\mathrm{mV}] = \gamma_i\, s[dc] + \delta_i = s[p.e./\mathrm{hel}]\, h_g\, b_g\, A_0, \tag{7.2}$$

h_g étant le nombre de voies actives dans le groupe.[3] Si l'intensité de lumière Čerenkov collectée par un héliostat est $n = s[p.e./\mathrm{hel}]$, l'amplitude moyenne du signal sommé, obtenue

[1] Par contre les gerbes provenant du même centre ont la même qualité du mise-en-temps pour toutes les directions, ne favorisant pas celle de la source.

[2] Dans une première phase de l'expérience, les hautes tensions des PMs avaient été réglées de façon à obtenir la même amplitude (moyenne) dans toutes les voies. Ceci a changé suite à la calibration opto-électronique (voir le par. 6.1.3). Pour une définition propre du seuil on doit donc utiliser la moyenne des amplitudes de toutes les voies du groupe considéré. Comme les différences entre la calibration ancienne et la nouvelle ne sont pas très grandes, ces moyennes diffèrent de la valeur nominale (habituellement 10 mV/p.e.) de moins de 10%.

[3] Il n'y a pas d'atténuation à inclure car les paramètres γ_i et δ_i pour la conversion entre tension en millivolts et $d.c.$ partent de la calibration faite à l'entrée du module de déclenchement (voir le paragraphe 5.3.1).

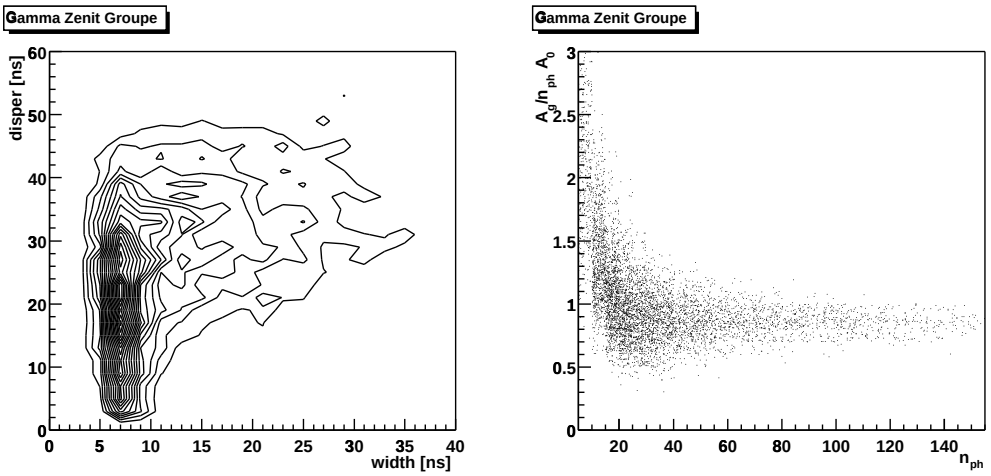


FIG. 7.2 – Figure analogue à 6.17 pour un groupe de déclenchement : *à gauche,* largeur du pic de la somme du groupe versus la dispersion des positions des maxima des pics dans les voies correspondantes ; *à droite,* facteur de sommation f_g en fonction du nombre total n_g de photoélectrons dans le groupe : l'excès d'événement avec $f_g > 1$ pour les petites valeurs de n_g est probablement dû à de petits pics grossis par la fluctuation du bruit de fond [il s'agit de simulations de gamma au Zénith avec une largeur d' impulsion du photoélectron $w_0 \approx 5\,\mathrm{ns}$].

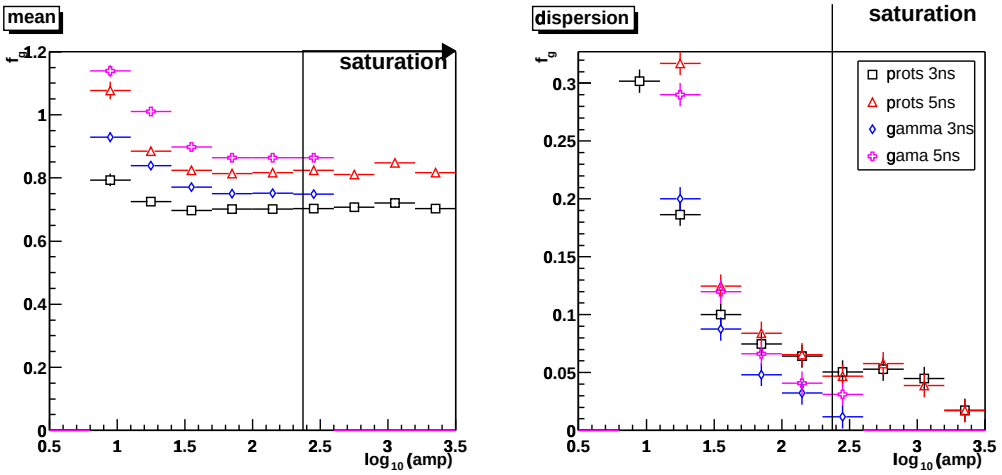


FIG. 7.3 – Facteur f_g en fonction de la somme des amplitudes de pics (en $[dc]$) dans un groupe, pour des protons et gamma au Zénith avec deux largeurs différentes d'impulsions du photoélectron. (cf. la fig. 6.18). Sur le graphique des valeurs moyennes on note un excès similaire à celui observé sur la fig.7.2.

à partir de la formule 7.1 avec $n_g = h_g\, n$

$$A_g = f_g\, n\, h_g\, b_g\, A_0,$$

est inférieure d'un facteur f_g au seuil donné par la formule 7.2. La fig. 7.4 montre les moyennes des valeurs A_g et n_g/h_g pour les événements qui ont déclenché le détecteur avec des seuils différents.

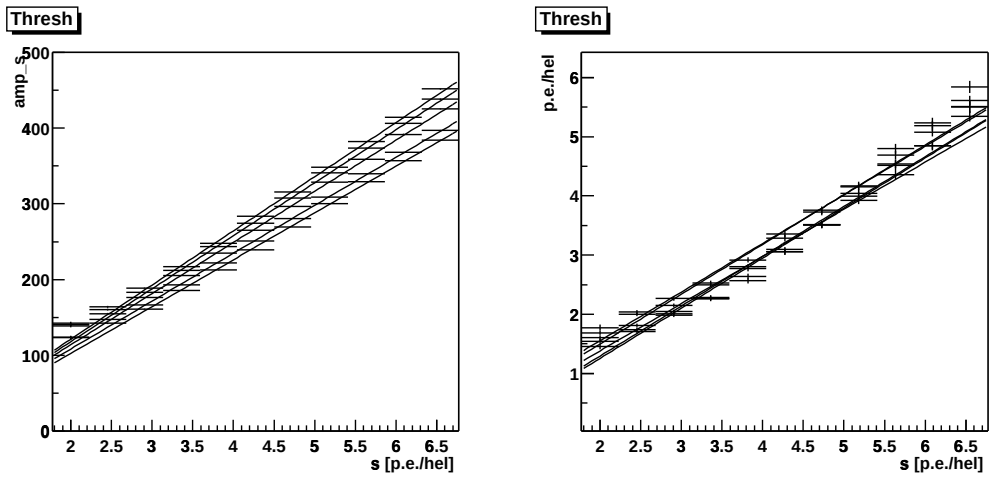


Fig. 7.4 – Valeurs moyennes de l'amplitude du pic sommé (à gauche) et nombre de photoélectrons par groupe (à droite) versus le seuil de déclenchement (chaque bin en seuil correspond aux événements qui ont déclenché avec le seuil donné mais pas avec un seuil supérieur). Les pentes (entre 0.95 et 0.97) de la figure de droite donnent le facteur de correction entre le seuil « théorique » et « réel ».

Pour les données réelles nous ne disposons que des variables extraites des données digitisées ; le facteur de sommation doit donc être re-défini comme

$$f'_g = \frac{A'_g}{\sum A_i}, \tag{7.3}$$

où $\sum A_i = A_s$ est la somme des amplitudes des pics trouvés dans les voies de digitisation correspondants au groupe examiné. Évidemment, l'amplitude A'_g du signal sommé n'est définie que pour les observations où on a dédié certaines voies d'échantillonnage aux sommes de groupes. Mais avant que l'expérience ne dispose du nombre nécessaire de FADCs, Mathieu de Naurois a implanté dans son code d'analyse (un logiciel dénommé *Flashview,* destiné à l'origine à la visualisation des données brutes) une méthode qui remplace les sommes digitisées par des sommes *reconstruites.* Il s'agit d'une simple sommation des fenêtres d'échantillonnage des voies qui contribuent au groupe examiné. Ces fenêtres étant centrées sur le temps d'arrivée théorique du front d'onde (à un coup d'horloge près), on obtient presque la même précision de mise-en-temps (≈ 1 ns) que dans le système de déclenchement réel. Cependant, les défauts occasionnels de positionnement et de lecture des fenêtres dans la mémoire des FADCs dégradent la mise-en-temps (et donc diminuent l'amplitude) des sommes reconstruites. Ces défauts peuvent biaiser la comparaison des paramètres de sommes de groupe reconstruites entre la simulation et la

réalité.[4] Par contre, cette comparaison ne dépend d'aucune caractéristique des modules de déclenchement et en particulier pas de l'élargissement des signaux.

La formule 7.3 peut être re-écrite de la façon suivante

$$f_r = \frac{A_r}{\sum A_i}, \tag{7.4}$$

où A_r est l'amplitude de la somme reconstruite. On peut aussi définir une variable analogue à 7.4 qui compare la largeur w_r du pic reconstruit avec la moyenne des largeurs w_i des pics des voies individuelles

$$g_r = \frac{n\, w_r}{\sum w_i},$$

où n est le nombre de pics qui contribuent à la somme. Cette variable est sensible à la sélection des pics et peut être biaisée par les pics de petite amplitude pour lesquels l'estimation de la largeur est moins précise. Il semble donc plus prudent d'utiliser une moyenne pondérée

$$\bar{g}_r = \frac{w_r}{\sum A_i w_i / \sum A_i}. \tag{7.5}$$

La surface du pic (assimilé à un triangle) peut être exprimé comme $S = Aw$. Comme la surface du pic reconstruit est $S_r = \sum S_i$ indépendamment de la qualité de la mise-en-temps, il existe une relation approchée entre f_r et $\bar{g}_r$

$$\bar{g}_r = \frac{w_r \sum A_i}{\sum A_i w_i} \approx \frac{S_r}{A_r} \frac{\sum A_i}{\sum S_i} = \frac{1}{f_r}.$$

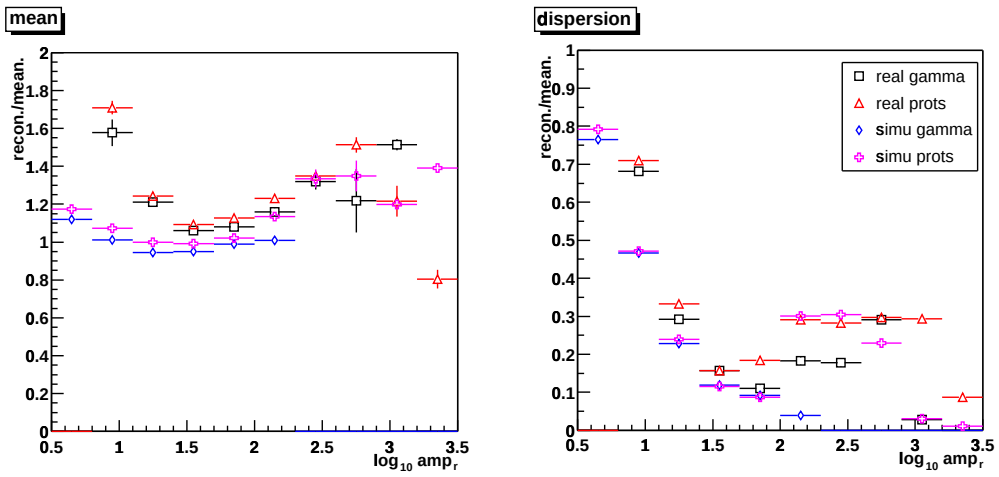


Fig. 7.5 – Valeur $\bar{g}_r$ calculée avec la formule 7.5 en fonction de l'amplitude du pic reconstruit des sommes de groupe. Il s'agit des mêmes données que dans les comparaisons précédentes, la simulation a été effectuée avec une impulsion du photoélectron de 6 ns de largeur. « real gamma » désigne le lot de données réelles enrichies contenant 48% de gamma.

[4] Le traitement de ces défauts en utilisant des pics fiduciaires, utilisé dans le code d'analyse de Mathieu de Naurois, n'était pas appliqué pour les sommes reconstruites.

7.1.2 Comparaison des signaux sommés

Nous commençons par la comparaison des sommes de groupe reconstruites, en utilisant toujours les données de Markarian 421 près du transit et celles simulées au Zénith. La figure 7.5 montre que même avec des impulsions de photoélectron de 6 ns de largeur, les données simulées ne sont proches les données réelles que pour des amplitudes élevées. Il y a donc sans doute une source supplémentaire de fluctuation temporelle des pics Čerenkov dans les données réelles, soit au niveau de la digitisation des pics individuels et reconstruction des sommes, soit déjà entre les photons Čerenkov. Néanmoins, pour la distribution de $\bar{g}_r$ discutée, on arrive à reproduire (voir la fig. 7.5) la différence entre le lot des données réelles enrichi en gamma par rapport aux données hadroniques : les pics reconstruits sont plus larges à basse énergie et plus étroits à haute énergie, c'est ce qu'on trouve aussi pour les gamma simulés par rapport aux protons.

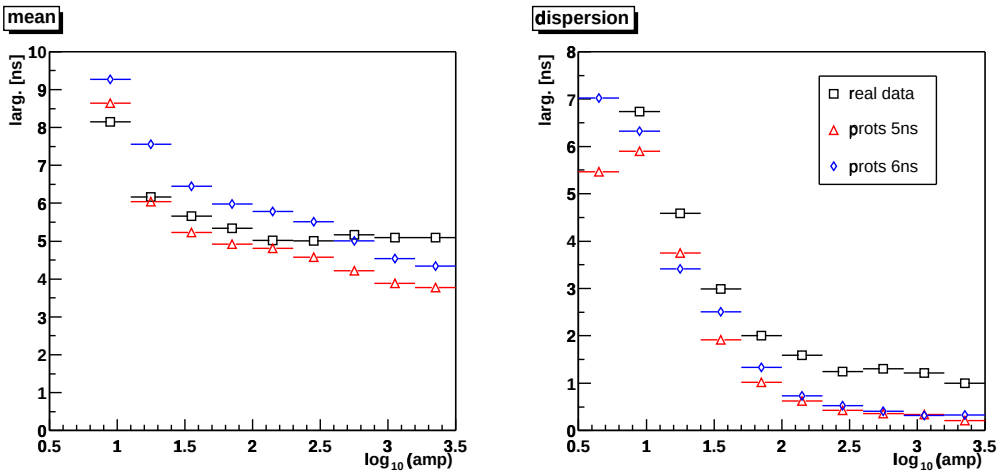


Fig. 7.6 – Largeur des pics digitisés dans les voies individuelles (moyenne sur toutes les voies), en fonction de leur amplitude. Les données réelles (sans coupures) sont prises pendant l'observation du Crabe près du transit, les protons sont simulés pour la même direction avec deux largeurs différentes de l'impulsion du photoélectron.

Pour la comparaison des pics réels (c.à d. digitisés) des sommes de groupe nous ne pouvons pas utiliser le lot précédent, car à l'époque de ce sursaut de Mrk421 il n'y avait pas encore de voies de digitisation dédiées aux sommes de groupes. On doit donc se tourner vers le Crabe, qui était notre cible principale, et pour lequel nous disposons d'une collection suffisante de données de bonne qualité. Nous devons nous contenter de la comparaison des données brutes avec des protons simulés (pas d'événements commun avec CAT). On a pu noter lors des comparaisons précédentes nous ont permis de vérifier que les différences entre les caractéristiques des pics des données « gamma » et « proton » (réelles ou simulées) sont peu importantes par rapport aux différences entre la simulation et la réalité.

Nous allons comparer les données réelles (run 13139 datant du février 2001) avec des protons simulés pour deux largeurs différentes de l'impulsion du photoélectron : 5 et 6 ns. Ce choix est justifié par la figure 7.6, où la valeur moyenne de la largeur des pics dans les données réelles se trouve pour une bonne partie de la gamme dynamique entre les points correspondants à ces deux simulations.

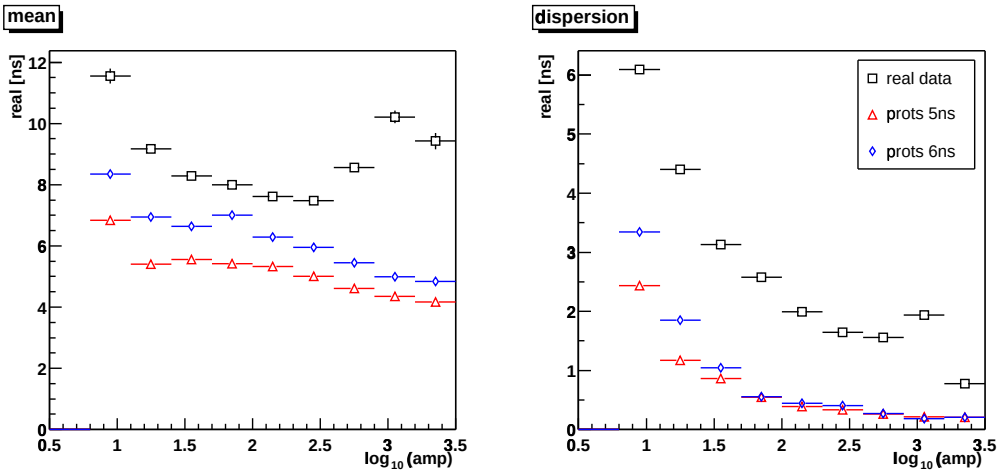


Fig. 7.7 – Largeur des pics digitisés des sommes de groupe, en fonction de leur amplitude.

Nous commençons l'étude des pics de sommes digitisées par la comparaison des largeurs : sur la figure 7.7 nous constatons une différence plus marquée que dans le cas des pics reconstruits. Cette différence peut être attribué à divers effets à l'intérieur du module de déclenchement : erreurs de mise-en-temps et modélisation insuffisante de l'élargissement des signaux.

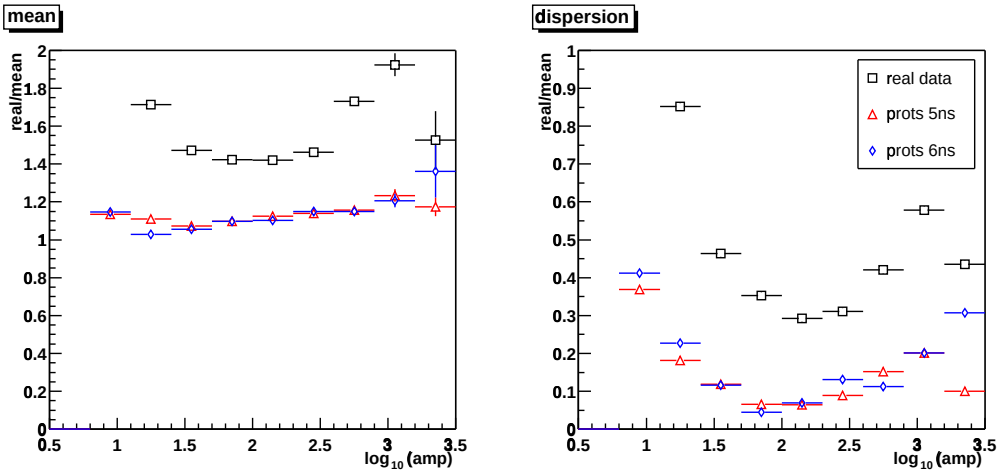


Fig. 7.8 – Largeur des pics digitisés des sommes de groupe (renormalisée à la largeur moyenne pondérée des pics individuels des voies correspondantes – similaire à la formule 7.5 en remplaçant les sommes reconstruites par les sommes digitisées) en fonction de l'amplitude du pic sommé. On note que pour les simulations les résultats sont indépendant de la largeur d'impulsion du photoélectron utilisée.

Nous pouvons aussi comparer l'amplitude. L'erreur de calibration de la sortie analogique du module de déclenchement apporte une incertitude supplémentaire dans cette comparaison. La figure 7.9 nous montre le rapport entre l'amplitude de la somme digitisée et reconstruite ; même si on constate une différence de 50% entre la simulation et la réalité, on note que jusqu'à la saturation ce rapport reste constant, qui est un point essentiel pour l'emploi des sommes

reconstruites à la place des sommes digitisés dans l'analyse.

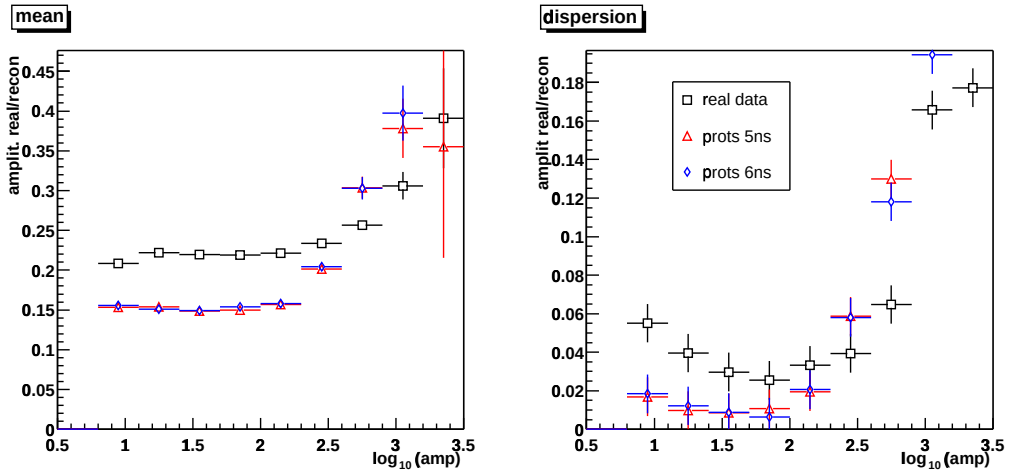


Fig. 7.9 – Rapport entre amplitudes réelles et reconstruites des sommes de groupe.

7.2 Surface effective

7.2.1 Définition des variables

A l'aide de la simulation du déclenchement on peut estimer une des variables principales de l'expérience, la surface effective. Elle est calculée comme l'efficacité de déclenchement n_D/n_G (où n_G est le nombre de gerbes générés et n_D le nombre de ces gerbes qui ont déclenché l'expérience) multiplié par la surface A_G sur laquelle on a généré les gerbes (ici on ne parle que de gerbes gamma parce que ce sont les particules dont on veut mesurer le flux). On doit s'assurer que la probabilité de déclenchement par les gerbes en dehors de cette zone de génération est négligeable.

La dépendance de la surface effective A_{eff} avec l'énergie E des gerbes nous permet aussi de définir le seuil en énergie (habituellement l'énergie pour laquelle $A_{eff}(E)$ atteint 50% de sa valeur maximale). Dans le cas de CELESTE cette définition est en peu plus délicate car la zone de déclenchement est limitée surtout par le recouvrement des champs de vue des héliostats et non par la taille du disque Čerenkov (comme c'est le cas des imageurs). Les gerbes d'énergie suffisamment élevée peuvent déclencher CELESTE même si elles ne sont vues que par une fraction des héliostats, et la surface effective continue à croître au delà de 1 TeV. Pour cette raison, la formule simple

$$A_{eff}(E) = \frac{n_d(E)}{n_g} A_g = p_0 \left(1 - \mathrm{e}^{-(E-p_1)/p_2}\right), \tag{7.6}$$

ne s'ajuste pas très bien aux données (cf. fig. 7.10). Une simple modification

$$A_{eff}(E) = p_0 \left(1 - \mathrm{e}^{-(E-p_1)/p_2}\right)^{p_3}, \tag{7.7}$$

permet obtenir un ajustement sensiblement meilleur de la partie montante (près du seuil). Mais pour modéliser correctement la croissance de $A_{eff}(E)$ jusqu'à 1 TeV (c'est encore plus

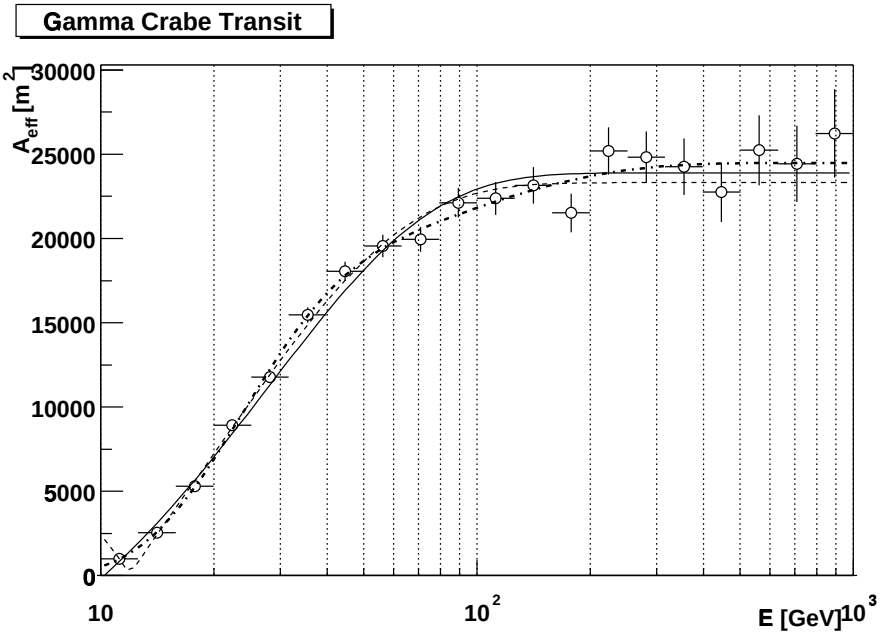


Fig. 7.10 – Surface effective en fonction de l'énergie, ajustée par trois fonctions proposées dans le texte : 7.6 en tirets épais, 7.7 en tirets fins et 7.8 en trait plein. Les données correspondent à des gerbes gamma provenant de la direction du Crabe au transit, après déclenchement avec un seuil de $4.5\,p.e.$ par héliostat et une multiplicité 3/5.

nécessaire pour la surface effective après les coupures d'analyse), une fonction à 6 paramètres a été proposée

$$A_{eff}(E) = p_0 \left(1 - \mathrm{e}^{-(E-p_1)/p_2}\right)^{p_3} \left(1 - \mathrm{e}^{-(E-p_1)/p_4}\right)^{p_5}. \tag{7.8}$$

Évidemment, on ne peut pas exprimer l'énergie du seuil directement à partir des paramètres de cette fonction. Mais nous pouvons revenir à la fonction précédente qui donne des résultats presque identiques près du seuil. Cette fonction atteint la valeur $0.5\,p_0$ à

$$E_{th} = p_1 - p_2 \, \log\left(1 - \frac{1}{2}^{1/p_3}\right).$$

A cause d'un mauvaise ajustement de la fonction 7.7 aux données à haute énergie son paramètre p_0 (dénoté ensuite p_0^d) ne correspond pas à la surface effective réelle à 'haute énergie ; on devrait plutôt utiliser le paramètre p_0 de la fonction 7.8 (dénoté p_0^s) et on obtient la définition finale du seuil

$$E_{th} = p_1 - p_2 \, \log\left(1 - \left[\frac{p_0^s}{2\,p_0^d}\right]^{1/p_3}\right). \tag{7.9}$$

Cette définition est la meilleure que l'on puisse extraire de la fonction $A_{eff}(E)$, sans hypothèse sur le spectre de la source. Mais la paramétrisation 7.8, bien adaptée à CELESTE, est difficile à comparer avec les résultats d'autres expériences. La définition du seuil la plus

répandue est probablement celle introduite par la collaboration de Whipple ; c'est l'énergie E_{max} pour laquelle le nombre de gamma (tirés selon un spectre E^{-2}) qui déclenchent le détecteur devient maximal (c'est le maximum de la fonction $E^{-2}A_{eff}(E)$).

Cette définition est bien adaptée à l'observation de la Nébuleuse du Crabe, car la pente -2 choisie correspond bien à celle du spectre de cette source dans la région $10 \sim 100\,\mathrm{GeV}$.[5] On peut aussi définir la surface effective moyenne pour un spectre $S(E)\,\mathrm{d}E$

$$A_{moy} = \int_{E_s}^{\infty} S(E)\,A_{eff}(E)\,\mathrm{d}E \Big/ \int_{E_s}^{\infty} S(E)\,\mathrm{d}E = E_s \int_{E_s}^{\infty} E^{-2} A_{eff}(E)\,\mathrm{d}E \qquad (7.10)$$

pour le choix $S(E) = kE^{-2}$. Cette valeur dépend du choix de E_s : nous prendrons l'énergie donnée par le paramètre p_1 de la formule 7.8 pour laquelle $A_{eff}(E)$ est nulle. Enfin, nous pouvons calculer l'énergie moyenne

$$E_{moy} = \int_{E_s}^{\infty} E\,S(E)\,A_{eff}(E)\,\mathrm{d}E / A_{moy}.$$

Elle est plus sensible aux variations du spectre aux hautes énergies que A_{moy}. De plus, quand il est possible (pour un spectre avec une pente autour de -2) d'effectuer l'intégration de 7.10 avec une précision suffisante autour de 10 TeV, pour le calcul de E_{moy} il faut aller au moins 10 fois plus loin, dans une région où le spectre de la source est très peu contraint par les mesures pour obtenir une bonne précision. A cause de cela on ne peut pas utiliser E_{moy} comme énergie moyenne des gamma enregistrés.

L'avantage des variables A_{moy} et E_{max} est qu'elles sont moins sensibles à l'ajustement de la fonction $A_{eff}(E)$ dans la partie des hautes énergies (où on a peu de statistique) que les paramètres E_{th} et A_{lim}. De plus, si notre hypothèse sur le spectre est correcte (surtout pour des énergies autour de E_{max}), la valeur A_{moy} est directement liée au taux de déclenchement sur les gamma.

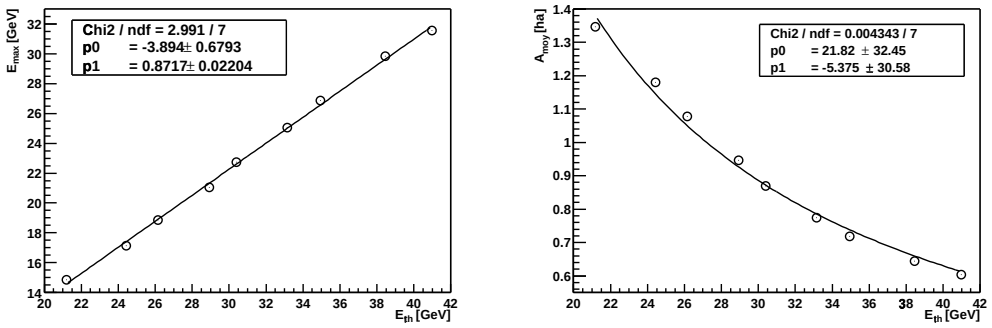


FIG. 7.11 – Variables A_{moy} (à droite) et E_{max} (à gauche) en fonction du seuil en énergie E_{th} (selon la formule 7.9) obtenues pour différents seuils de déclenchement. La surface A_{moy} est ajustée par une fonction $p_0/(E_{th} + p_1)$. Il s'agit de gamma simulés dans la direction du Crabe au transit, avec une impulsion du photoélectron de 6 ns de large.

Comme montré sur la figure 7.11, il existe une relation linéaire entre E_{th} et E_{max} ; on trouve E_{max} inférieur de quelque GeV à E_{th}.

[5] En effet, au dessus de cette région, dans le domaine des imageurs, le spectre de la Nébuleuse devient plus raide. Mais ce changement de l'indice spectral n'a pas d'effets importants dans le cas de CELESTE dont le seuil est bien situé dans la région choisie.

7.2.2 Sensibilité aux paramètres de la simulation

La figure 7.13 montre la dépendance des paramètres E_{th} et A_{lim} avec le seuil appliqué dans les modules de déclenchement. On observe une presque parfaite proportionnalité entre le seuil s (en $p.e.$ par héliostat) et l'énergie du seuil E_{th}. Ce seuil monte avec l'angle horaire (de 40 GeV au transit à 47 GeV une heure après, pour un seuil nominal de $4.5\,p.e$/hel). Tandis que la surface limite peut effectivement augmenter avec l'angle zénithal, à cause de l'étalement (par l'effet de projection) de la tache de lumière Čerenkov et l'accroissement de la zone de recouvrement des champs de vue, la surface intégrale A_{moy} diminue clairement avec l'angle horaire ainsi qu'avec le seuil de déclenchement (voir la fig. 7.13).

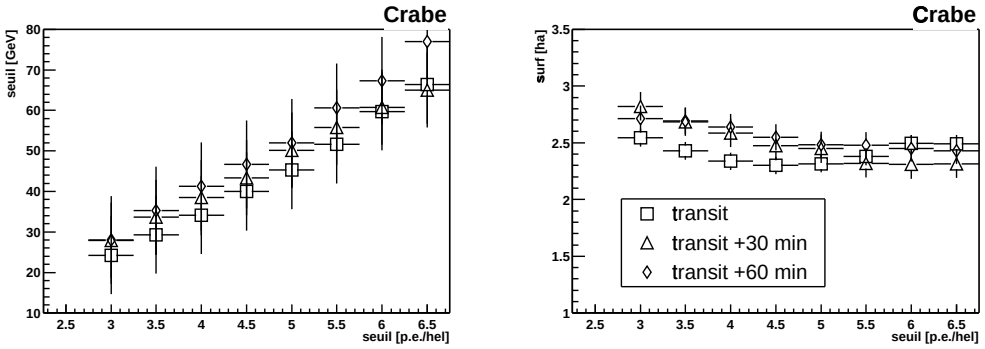


Fig. 7.12 – Seuil en énergie E_{th} (selon la formule 7.9) et surface effective limite $A_{lim} = p_0^s$, en fonction du seuil des groupes de déclenchement, pour une multiplicité 3/5. Il s'agit de gamma dans la direction du Crabe (les temps sont donnés après le transit), avec une impulsion du photoélectron de 6 ns de large.

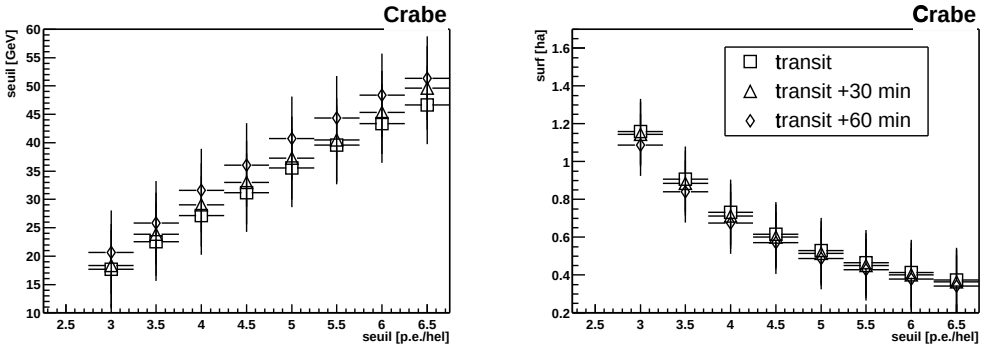


Fig. 7.13 – Énergie E_{max} et surface moyenne A_{moy}, en fonction du seuil de déclenchement, obtenues dans les mêmes conditions qu'à la figure précédente.

Le tableau suivant résume les évolutions définies plus haut en fonction du seuil $s[p.e./\text{hel}]$. Ces résultats ont été obtenus à l'aide d'une simulation des observations du Crabe, avec une impulsion du photoélectron d'une largeur de 6 ns.

angle horaire	E_{th}[GeV]	E_{max}[GeV]	A_{lim}[ha]	A_{moy}[ha]
0 min	$-11.50 + 11.58\ s$	$-7.42 + 8.54\,s$	$3.02 - 0.16\,s$	$1.96/(s - 1.32)$
30 min	$-5.33 + 11.03\ s$	$-6.88 + 8.74\,s$	$3.50 - 0.23\,s$	$1.87/(s - 1.37)$
60 min	$-10.39 + 12.82\ s$	$-6.20 + 9.24\,s$	$3.06 - 0.11\,s$	$1.77/(s - 1.38)$

Ce tableau nous permet d'avoir une idée de la variation du seuil en énergie et du taux de détection des gamma en prenant en compte tous les effets qui entrent dans la calibration opto-électronique. La transparence de l'atmosphère, la réflectivité des miroirs, le gain des phototubes sont susceptibles de varier au cours du temps (à l'échelle saisonnière où journalière), et l'amplitude des pics (ainsi que les sommes de groupe) changent proportionnellement avec cet effet. De façon plus quantitative, dans la direction du Crabe au transit, une variation du gain (par rapport aux conditions normales de seuil $s = 4.5\,p.e/\text{hel}$) de 10% change le seuil E_{th} de 12% et la surface A_{moy} de 15%.

La figure 7.14 compare les résultats obtenus pour une largeur $w_0 = 6\,\text{ns}$ avec ceux pour lesquels nous avons utilisé $w_0 = 5\,\text{ns}$. On s'assure que même si la réduction de la largeur d'impulsion du photoélectron augmente le seuil en énergie (de 6%), elle ne change pratiquement pas la surface effective.

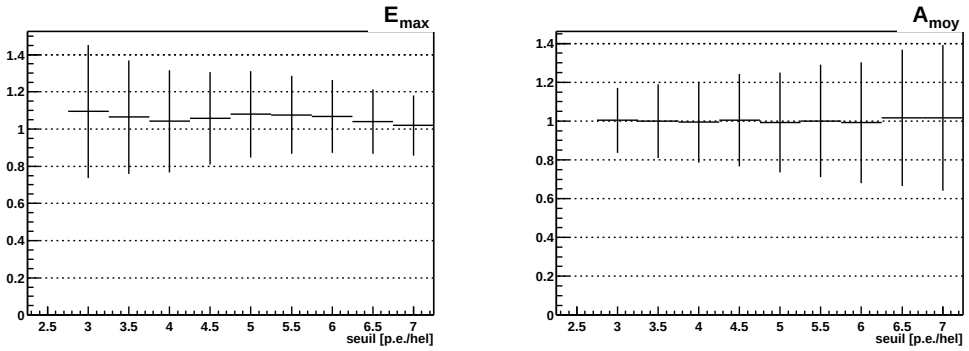


FIG. 7.14 – Pour l'énergie E_{max} et la surface moyenne A_{moy} : rapport, en fonction du seuil de déclenchement, des valeurs obtenues pour une simulation avec une largeur d'impulsion du photoélectron de 5 ns et pour une largeur de 6 ns.

Troisième partie

Observation du Crabe



Chapitre 8

Analyse et reconstruction

Dans ce chapitre, nous allons décrire brièvement les principales idées concernant la détermination des paramètres des gerbes. Pour une discussion détaillée de la procédure d'ajustement du front d'onde Čerenkov et de la vérification de la stabilité des variables d'analyse, le lecteur consultera les thèses [29] et [20], dont les auteurs ont été directement impliqués dans le développement des procédures d'analyse.

8.1 Préparation des données

Une fois la recherche des pics dans les données digitisées terminée, l'ensemble des données peut être réduit à une simple série de paires de nombres réels : l'amplitude du pic et la position de son maximum, reliés à l'intensité et au temps d'arrivée des photons Čerenkov de chaque détecteur. A ce moment on aborde la phase de reconstruction des paramètres des gerbes atmosphériques.

En réalité, pour chaque pic retrouvé on ajoute deux paramètres supplémentaires : le temps de montée et de descente de la courbe ajustée sur le pic. Ils nous permettent de faire une sélection des pics Čerenkov parmi les faux pics de bruit de fond et de définir des critères supplémentaires pour distinguer les événements hadroniques des gerbes purement électromagnétiques.

8.1.1 Sélection des pics

Parmi les pics retrouvés peuvent être présents de faux pics (accumulation de photons de fond) ou des pics fortement perturbés par le bruit. Comme ils dégradent la précision de la reconstruction des gerbes nous chercherons des critères qui permettent de distinguer entre pics réels et fortuits afin d'éliminer ces derniers de la phase suivante de l'analyse.

Plusieurs critères de sélection ont été proposés :

selon l'amplitude : condition (discutée déjà dans le paragraphe 6.1.1) que l'amplitude du pic dépasse un certain multiple de la fluctuation du piédestal (liée à la probabilité que le pic soit dû à une fluctuation) ;

selon la position coupure sur l'intervalle de temps entre le maximum du pic et la position théorique du front d'onde Čerenkov (le centre de la fenêtre lue, corrigé avec le pic fiduciaire) : le temps précis d'arrivé du front dépendant de la position du centre

de la gerbe (obtenue après sa reconstruction), on définit plutôt une zone autorisée de pics – tout pic en dehors de cette zone est rejeté ;

selon la forme en cas d'utilisation de la procédure d'ajustement le profil général du pic doit correspondre à la fonction ajustée : le premier critère est donc la qualité de cet ajustement ; les résultats de la comparaison des pics dans les données réelles et simulées nous devraient en théorie permettre de définir des coupures dans des espaces paramétriques variés. À cause de la limitation du petit angle de vue, les paramètres des pics d'origine hadronique et électromagnétique (selon la simulation) occupent dans ces espaces des régions très proches, mais les études de la réjection des gerbes hadroniques par l'identification des pics insolites sont en cours.

Mathieu de Naurois a défini, pour les pics retrouvés, les critères suivants d'acceptation pour l'analyse (paramètres utilisés dans la formule 6.1) :

- pour l'amplitude $p_0 \geq 25\,dc$;
- pour la position $33\,\mathrm{ns} \leq p_1 \leq 83\,\mathrm{ns}$;
- pour le temps de monté $0.2\,\mathrm{ns} \leq p_2' \leq 5\,\mathrm{ns}$[1] et de descente $0.2\,\mathrm{ns} \leq p_3 \leq 8\,\mathrm{ns}$.

Comme il sera précisé dans le chapitre suivant, on exige au moins 10 pics satisfaisant ces conditions pour déclarer l'événement analysable.

8.1.2 Correction des biais de déclenchement

Dans le chapitre précédent nous avons quantifié l'influence du bruit de fond sur la précision d'estimation des paramètres de pics. Nous avons également décrit la procédure de *padding* qui permet d'augmenter le niveau de bruit dans un membre d'une paire ON-OFF afin d'obtenir la même contamination par le bruit dans ces deux observations et donc d'éliminer les différences systématiques dans les distributions des paramètres reconstruits entre les données ON et OFF. Mais le bruit de fond produit aussi un effet sur le taux de déclenchement car la fluctuation du piédestal permet à certains événements de déclencher même si leur signaux sommés dans les groupes ne dépassent pas les seuils imposés. Cette fluctuation peut aussi empêcher d'autres événements plus énergétiques de déclencher le détecteur ; mais à cause de la forte décroissance du spectre des particules primaires le nombre de ces derniers est plus petit que le nombre des événements qui franchissent le niveau du seuil dans l'autre sens ; l'effet net est donc une augmentation du taux de déclenchement.

Cet excès d'événements de faible amplitude dans les données plus bruitées introduit un biais dans le signal extrait des paires dans lesquelles les différences de niveau de bruit ne sont pas négligeables. Il faut donc introduire une procédure qui (après le *padding*) enlève ces événements : on l'appelle le *déclenchement logiciel*. On impose de nouveau aux sommes de groupes[2] un seuil plus élevé et souvent on demande aussi une multiplicité plus grande que dans le déclenchement brut. L'élimination du biais de déclenchement est payée par un seuil en énergie nettement plus élevé (discuté dans le chapitre suivant).

[1] Ici p_2'correspond à l'ajustement d'une exponentielle à la place d'une gaussienne dans la formule 6.1.

[2] Il s'agit des sommes reconstruites même si l'utilisation des sommes digitisées a été également considérée dans les données récentes.

8.2 Reconstruction du front d'onde Čerenkov

8.2.1 Centre de gerbe

Le centre de gerbe peut être défini comme la zone d'émission maximale des photons Čerenkov. Le faible angle de vue des détecteurs force une pré-sélection de cette zone par l'intersection des champs de vue des héliostats individuels. Pour cette raison le lieu prédominant de l'origine des photons collectés n'est pas forcément identique au centre de la gerbe complète. Mais pour la reconstruction de la direction de gerbe il nous suffit de trouver un point sur l'axe longitudinal de celle-ci (à condition que la distribution de lumière au sol nous permette de reconstruire le point d'impact de la gerbe). L'altitude de ce point est limitée préalablement par le pointé des héliostats – la zone de recouvrement est plus étalée en altitude quand on pointe plus haut (comme déjà montré sur la fig. 4.10 dans le premier chapitre).

L'ajustement du front d'onde Čerenkov se fait par minimisation du χ^2 donné par la somme (pour toutes les voies où l'on a trouvé un pic validé) des carrés des écarts entre la position temporelle du pic et le temps théorique pour la position donnée du centre de gerbe, pondérée par la résolution temporelle attribuée à chaque pic (dépendant des amplitudes de pics). Cette procédure peut être accélérée par deux hypothèses :

- on remplace la forme sphérique par une forme de paraboloïde dans l'ajustement du front d'onde ; les différences entre ces deux formes sont négligeables, de l'ordre de quelques picosecondes.
- le rayon de courbure de ce paraboloïde (le double de sa distance focale et égal au rayon de la sphère correspondante) est fixé à

$$c = (h_{pnt} - h_{obs})/\cos\theta,$$

où h_{pnt} et h_{obs} sont l'altitude de pointé et celle du site de Thémis, et θ est l'angle zénithal de la direction de pointé.[3]

Ces hypothèses nous permettent de calculer les deux paramètres libres restants, les coordonnées x_c et y_c du centre de courbure (dans le plan perpendiculaire à l'axe de visée) par des formules analytiques.

Mathieu de Naurois a trouvé qu'il existe pour chaque voie un écart systématique entre les positions des pic et les temps théoriques correspondant à la position de gerbe reconstruite (en théorie, la distribution de ces différences, appelées les *résidus*, devrait avoir une valeur moyenne nulle). Mécontent de cette valeur finale du χ^2, il a mis en place une méthode d'optimisation des résidus, en ajoutant de petites corrections (inférieures à 1 ns) aux retards fixes de chaque voie (qui peuvent être expliquées par des erreurs dans la calibration temporelle de l'expérience). Ces corrections ont été calculées à partir des distributions des résidus obtenues pour chaque observation (un lot de l'ordre de 10^4 événements). La comparaison entre différentes observations a mis en évidence une évolution lente de ces corrections au cours du temps ; cet effet énigmatique a été finalement expliqué par une faible dérive de la fréquence d'échantillonnage dans les FADCs ; une mesure systématique de la fréquence de l'horloge de synchronisation a donc été nécessaire.

La valeur du χ^2 ainsi corrigé doit maintenant refléter seulement les déviations intrinsèques du front d'onde par rapport à la forme théorique. A l'aide de cette variable on espérait pouvoir

[3] Roland le Gallou, qui a adopté une méthode presque identique à celle de Mathieu de Naurois, présentée dans le texte, a essayé d'optimiser la valeur c par l'ajustement complet du front de gerbe. Pour un pointé à 11 km il a trouvé que le maximum de la distribution des c ajustés correspondait à $h_{pnt} = 8\,\mathrm{km}$.

distinguer entre les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques, ces dernières étant moins régulières que les premières. Mais comme l'a remarqué Roland le Gallou dans [29, p. 120], les distributions de χ^2 obtenues pour les différentes observations montrent une variation importante avec le niveaux de bruit. Ceci vient d'une forte sensibilité du χ^2 aux facteurs de poids liés à la résolution temporelle dans chaque voie : la variation de cette résolution n'est probablement pas reproduite de façon vraiment correcte. Même après le padding on n'arrive pas à corriger ce biais, ce qui rend la variable χ^2 inexploitable dans les comparaisons ON-OFF.

En même temps, on trouve [20, p. 227] que la distribution de χ^2 divisé par le nombre de degré de liberté pour les données réelles est nettement plus étalée (avec une queue bien plus forte) que la distribution correspondante des protons simulés. Ceci est en accord avec notre observation du chapitre précédant : une fluctuation temporelle supplémentaire est nécessaire dans les simulations pour qu'elles puissent reproduire les données expérimentales.

8.2.2 Pied de gerbe

A cause de la grande valeur du rayon de courbure du paraboloïde par rapport à la taille du champ, la direction de son axe est très peu contrainte par l'ajustement du front d'onde temporel, et ne permet pas de retrouver la direction de la gerbe. L'information supplémentaire sur les paramètres de la gerbe enregistrée doit être basée sur les amplitudes des pics reconstruits.

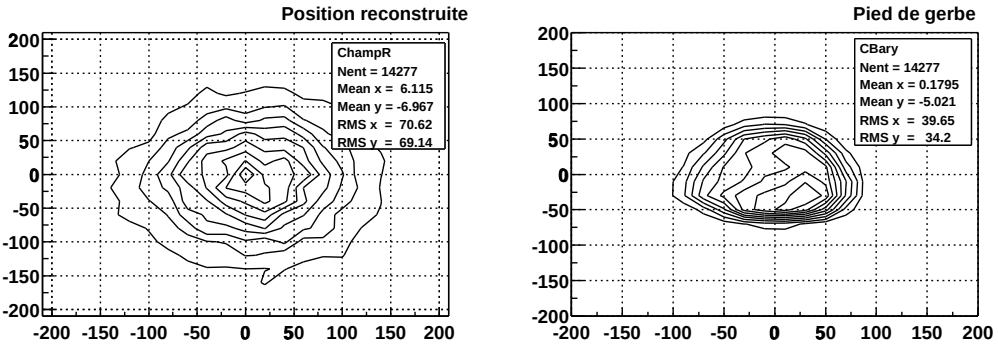


Fig. 8.1 – Distribution des positions reconstruites des centres de gerbe (à gauche) et des pieds de gerbe (à droite) pour l'observation réelle d'une source près du Zénith ; les distances sont en mètres.

Au début du projet CELESTE on espérait pouvoir reconstruire la distribution de lumière Čerenkov au sol avec une précision suffisante pour estimer son centre correspondant au pied de gerbe. Mais à cause de l'effet du pointé convergent et du champ de vue étroit la relation entre le nombre de photoélectrons recueillis dans les photomultiplicateurs et l'intensité de lumière Čerenkov au sol devient très compliquée, avec une forte dépendance en fonction de la position du pied de gerbe, paramètre que l'on cherche à reconstruire. De plus, les fluctuations des gerbes de basse énergie rendent la distribution même de lumière Čerenkov au sol très irrégulière, ne permettant pas d'identifier les bords de la tache de lumière attendue.

Actuellement, on n'a pas trouvé de meilleure méthode de reconstruction du pied de gerbe qu'un simple calcul du barycentre de lumière[20, par. 9.6.1], avec un poids pour chaque héliostat déterminé à partir du nombre de photoélectrons mesuré corrigé par l'efficacité de collection de la lumière pour la direction donnée (en utilisant en première approximation une source de lumière diffuse). La résolution sur le pied de gerbe obtenu par cette méthode est $\delta x_p = 35\,\mathrm{m}$,

de quelques mètres seulement plus petite que la dispersion des pieds des gerbes analysés (qui correspond à la résolution obtenue en identifiant la position du pied de gerbe au centre du champs des héliostats).

Cette reconstruction insuffisante du pied de gerbe limite la résolution angulaire de la direction de gerbe : pour un pointé à 11 km son écart-type est 3.5 mrad. Pour les hadrons, à cause de la pré-sélection par un petit champ de vue, la dispersion des angles reconstruits des événements qui déclenchent l'expérience est seulement d'1 mrad plus grande que celle des gerbes gamma provenant directement de la source. Le potentiel de réjection hadronique par cet angle est donc très réduit.

8.2.3 Autres variables

Comme le nous verrons dans le chapitre suivant, les variables les plus performantes pour la réjection hadronique ne viennent pas de l'ajustement sophistiqué du front d'onde mais d'une évaluation plus simple des fluctuations spatiales et temporelles du front d'onde Čerenkov. Le principe est de sommer les contributions de plusieurs voies diminuant ainsi la sensibilité au bruit de fond, problème de base pour CELESTE.

homogénéité au sol : la variable clé de l'analyse de Mathieu de Naurois mesure le niveau des fluctuations de la distribution de lumière au sol par l'écart quadratique moyen des amplitudes A_i des sommes reconstruites des n groupes

$$\sigma_{grp} = \frac{\sqrt{\sum_{grp} A_i^2/n - \left(\sum_{grp} A_i/n\right)^2}}{\sum_{grp} A_i/n}.$$

La distribution de cette variable obtenue pour des données réelles est très bien reproduite par la simulation des protons. Mais un écart est observé [29, p. 160] pour les sources loin du transit ; une recherche ultérieure de variables décrivant l'homogénéité au sol est envisagée.

dispersion temporelle : Roland le Gallou est allé plus loin dans le principe de reconstruction des sommes de groupes, en combinant l'ensemble de toutes les fenêtres FADC[4] pour obtenir un seul pic par événement. La largeur à mi-hauteur τ_{50} de ce pic donne une mesure de l'homogénéité temporelle, avec un grand potentiel de réjection hadronique. N'étant pas corrélé avec σ_{grp}, cette variable permet d'améliorer considérablement le signal au delà des résultats de l'analyse standard de Mathieu de Naurois, décrite dans le chapitre suivant.

8.3 Reconstruction de l'énergie

L'échantillonnage en un nombre élevé de points du front d'onde permet en théorie à l'expérience CELESTE d'atteindre, pour l'énergie, une précision supérieure à celle des télescopes qui mesurent en un seul endroit (comme les imageurs). Néanmoins, l'efficacité optique, presque stable dans le cas des imageurs, varie pour CELESTE très sensiblement avec la direction et le mode (l'altitude de convergence) de pointé.

Dans le paragraphe 6.1.3, le processus de conversion de la charge (intégrée dans les données FADC) en une variable physique (la densité des photons Čerenkov au sol) a été divisé en deux étapes : *électronique* (jusqu'au nombre de photoélectrons émis dans chaque phototube)

[4] Il améliore la mise-en-temps des fenêtres en utilisant les résultats de l'ajustement du front d'onde : chaque fenêtre est décalée de la valeur du résidu de la voie correspondante.

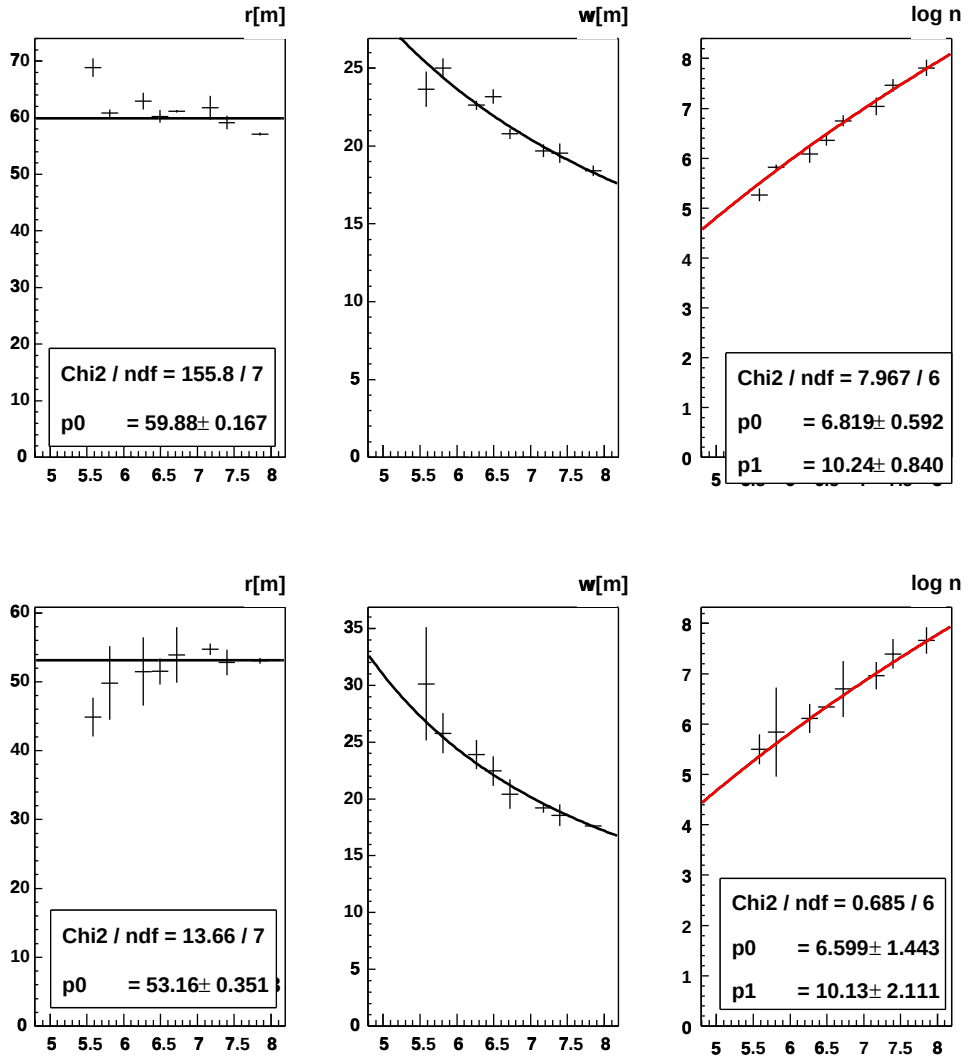


Fig. 8.2 – Dépendance des paramètres ajustés de la fonction 8.1 pour une simulation de gamma provenant de la direction de Crabe au transit, avec le générateur CORSIKA (en haut) et ISU (en bas). L'axe horizontal donne l'énergie en échelle logarithmique $\log E/E_{crit}$ où $E_{crit} = 83\,\mathrm{MeV}$ est l'énergie critique des électrons dans l'air. Dans les figures de droite, la ligne en trait plein suit la formule 8.2.

et *optique* (la relation entre le nombre de photoélectrons et la densité des photons dans le champ).

La calibration opto-électronique décrite dans le paragraphe 6.1.3 combine ces deux facteurs en un seul qui caractérise la réponse moyenne des différents détecteurs à la lumière Čerenkov. Par contre ici on ne s'intéresse qu'aux variations dues au seul facteur de conversion optique : dépendance avec *l'angle horaire*, *l'altitude de pointé* et surtout le *paramètre d'impact* (qui définit en fait la surface effective de l'expérience). Dans les études suivantes il nous suffit donc de nous concentrer sur la phase finale de la reconstruction d'énergie, la relation entre le nombre de photoélectrons collectés et l'énergie du rayon gamma primaire. L'erreur sur l'énergie doit tenir compte de l'incertitude sur cette relation et des incertitudes sur la reconstruction du paramètre d'impact et du facteur de conversion électronique qui sont analysés séparément.[5]

La relation précédente est obtenue par simulation et il est donc nécessaire de s'assurer que le choix du simulateur (ISU ou CORSIKA) n'introduit pas un biais important. Pour ISU, nous disposons de spectres continus et dans le cas de CORSIKA de lots mono-énergétiques (d'énergie 20, 30, 40, 50, 75, 100, 150 et 200 GeV). Par conséquent, les données ISU doivent être divisées en bandes autour des énergies énumérées, avec des largeurs choisies pour obtenir des statistiques comparables dans chacune de ces bandes.

Dans ces lots (quasi-)mono-énergétiques, le nombre de photoélectrons produits, ne dépend que d'une seule variable, le paramètre d'impact r.[6] Cette dépendance est le plus souvent paramétrée par la fonction de Fermi

$$n \left(1 + \exp \frac{r - r_0}{w}\right)^{-1} \tag{8.1}$$

La figure 8.2 donne l'évolution des paramètres ajustés – rayon, largeur et normalisation (r, w et n dans la formule ci-dessus) - avec l'énergie. La dépendance de r_0 avec E étant très faible (plus ou moins constante), nous prenons sa valeur moyenne et l'introduisons dans 8.1 comme un paramètre fixe. La largeur w peut être paramétrisée en fonction de l'énergie par

$$w = \frac{w_1}{w_0 + \log E/E_{crit}}.$$

Le paramètre $n(E)$ est ajusté soit par une droite dans le plan log-log ($E = a\, n^b$), soit par la fonction

$$\log n = n_0 + n_1 \log \left(\frac{1}{3} + \frac{\log E/E_{crit}}{n_1}\right) \tag{8.2}$$

basée sur un calcul théorique de développement des gerbes (voir l'annexe C).

[5] Comme Fréderic Piron [49] et Mathieu de Naurois[20, par. 9.8], pour disposer d'une statistique suffisante pour étudier les dépendances des divers paramètres, nous sommes obligés de réduire la richesse des données que constitue la distribution de la lumière issue d'une gerbe, à une seule variable, la somme des photoélectrons enregistrés par l'ensemble des détecteurs.

[6] En théorie, l'efficacité de collection dépend de la position du point d'impact et pas seulement de r (la symétrie du champ n'est pas de révolution), la fonction $E(n_{phe}, r)$ devrait donc être remplacée par $E(n_{phe}, x, y)$. Néanmoins des études préliminaires n'ont pas montré de différences importantes dans les distributions des variables en jeu selon les axes x et y du champ.

Chapitre 9

Observations de Crabe

Ma contribution à l'expérience CELESTE s'étant concentrée principalement sur l'études des données simulées et non sur le traitement des données réelles, j'ai dû profiter du travail des membres de la collaboration impliqués plutôt dans la pré-analyse et l'analyse propre des données pour arriver à des résultats physiques. Néanmoins, certaines considérations présentées dans ce chapitre, en ce qui concerne la sélection des données acceptées pour l'analyse, s'appuient aussi sur une base de données des observations que j'ai développée dans le but d'avoir une statistique des paramètres principaux des données acquises la plus complète possible. Les données discutées dans ce chapitre viennent des observations du Crabe pendant la période allant de novembre 1999 à mars 2000. Ces mesures ont déjà servi à l'extraction du signal de Crabe présentée dans la thèse de Mathieu de Naurois [20] ainsi que dans la première publication de son flux mesuré par CELESTE (dans [19]). Il s'agit donc de données vérifiées plusieurs fois par les différents collaborateurs. Néanmoins, notre lot de données est plus réduit que celui utilisé dans ces deux cas, à cause d'une sélection des observations plus rigoureuse dans le but d'avoir un lot plus homogène (il s'agit surtout d'une limitation de l'angle horaire).

9.1 Sélection des observations

Les observations sont composées des paires ON-OFF, c'est à dire d'une observation sur la source et d'une autre décalée en déclinaison mais couvrant la même partie du ciel.[1] Cette condition est importante à cause de la sensibilité du taux de comptage (surtout au niveau des groupes) au réglage des retards dans les modules de déclenchement ainsi qu'à la variation d'efficacité de collection de lumière. Dans chaque paire on ne garde que les parties se recouvrant en angle horaire ; si une instabilité du taux de déclenchement se produit dans un membre d'une paire (comme la disjonction d'un groupe ou le passage soudain d'un nuage), le même intervalle d'angle horaire est enlevé dans l'autre membre de la paire.

Les héliostats ayant des problèmes de suivi de cible sont enlevés de l'acquisition et du déclenchement (la HT des phototubes correspondants est mise à zéro) et le seuil de déclenchement du groupe correspondant est adapté au nouveau nombre de voies. Pour l'analyse on a choisi les observations où il n'y avait pas plus de 2 héliostats manquants. De plus, la stabilité du courant dans chaque détecteur est vérifiée dans la phase de pre-analyse – les

[1] Le décalage typique (pour 80% des observations) est de 20 min. (5° ; pour le reste un décalage supplémentaire est souvent rajouté à cause d'un retard imprévu de démarrage.

voies qui montrent une forte instabilité où une pente importante ne sont pas utilisées pour la reconstruction des gerbes.

Le seuil de déclenchement nominal, utilisé pendant la plupart des observations, correspond à 45 mV par voie de déclenchement, mesuré à l'entrée du splitter, avec une multiplicité demandée de 3 groupes sur 5. L'amplitude moyenne des impulsions d'un photoélectron (suite à la calibration opto-électronique, pour les observations à partir de janvier 2000) différant d'un détecteur à l'autre, cette valeur ne correspond pas exactement à $4.5\,p.e.$ par héliostats. Par contre, cette calibration opto-électronique permet un meilleur équilibre entre les amplitudes moyennes de pics Čerenkov (pour les sources près du transit), ce qui se traduit par une réduction des différences entre les taux de comptage des différents groupes (voir la fig.9.1).

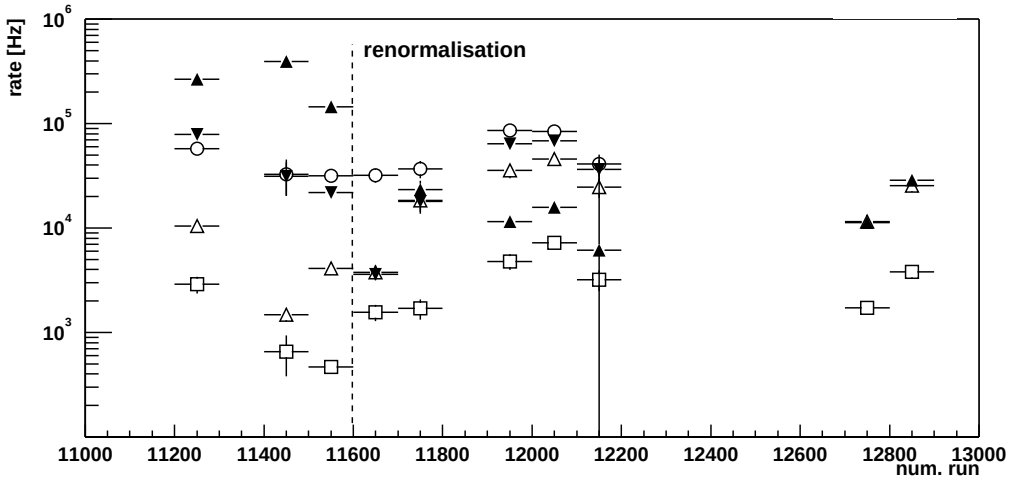


Fig. 9.1 – Évolution du taux de déclenchement des différents groupes (données prises en 1999 et 2000) pour les observations du Crabe à moins d'une heure de transit. La différence des taux de comptage entre les groupes est sensiblement réduite après l'application de la calibration opto-électronique (la ligne en tirets).

En examinant la distribution (figure 9.2) de la valeur moyenne par run du taux de déclenchement global en fonction de la somme des courants moyens divisée par le nombre de voies actives, on constate qu'il n'y a pas de corrélation évidente entre le taux de déclenchement et l'intensité du bruit de fond du ciel (mesurée par les courants dans les photomultiplicateurs). La variation du taux de déclenchement de chaque run n'est donc pas liée aux fluctuations d'éclairage des détecteurs.

Ceci n'est pas le cas pour les groupes de déclenchement. La figure 9.3 ne montre pas de corrélation entre le taux de déclenchement et la somme des courants dans les voies correspondantes car le problème est caché par la superposition des distributions correspondant aux différents groupes. Si nous séparons ces distributions et calculons la moyenne par intervalle de courants, l'évolution du taux de déclenchement avec le fond de ciel devient évidente. Ceci confirme que les groupes individuels déclenchent largement sur les fluctuations de bruit de fond du ciel, ce qui n'est pas le cas pour le déclenchement global.

Nous avons choisi pour l'analyse suivante 21 paires constituant 7 heures de données prises sur le Crabe en pointé simple convergent à 11 km. Par rapport au lot de données utilisé dans

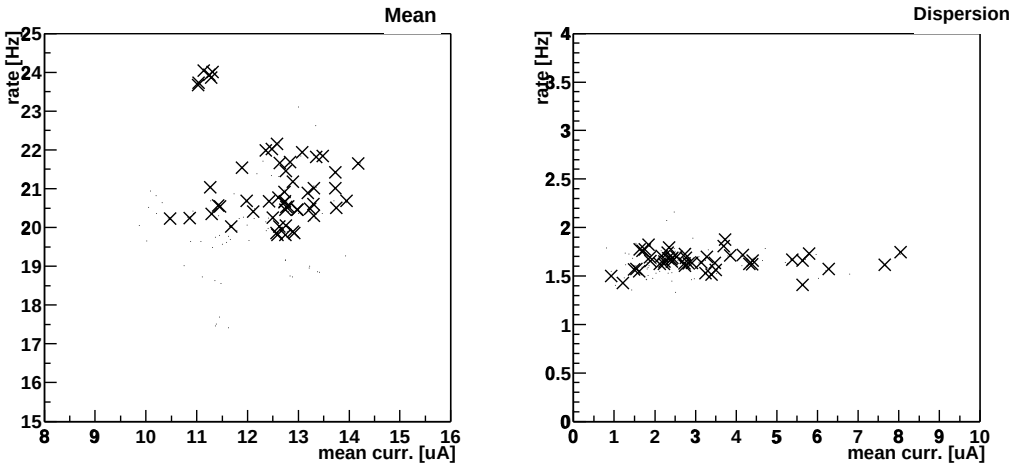


Fig. 9.2 – Corrélation entre le taux de déclenchement global et la moyenne des courants. A gauche nous avons les valeurs moyennes, à droite les fluctuations de ces deux variables au cours de chaque run. Nous ne montrons que les runs acceptés dans analyse, tous avec le même seuil 45 mV par héliostat ; ceux utilisés dans l'analyse suivante de ce chapitre sont marqués par des croix.

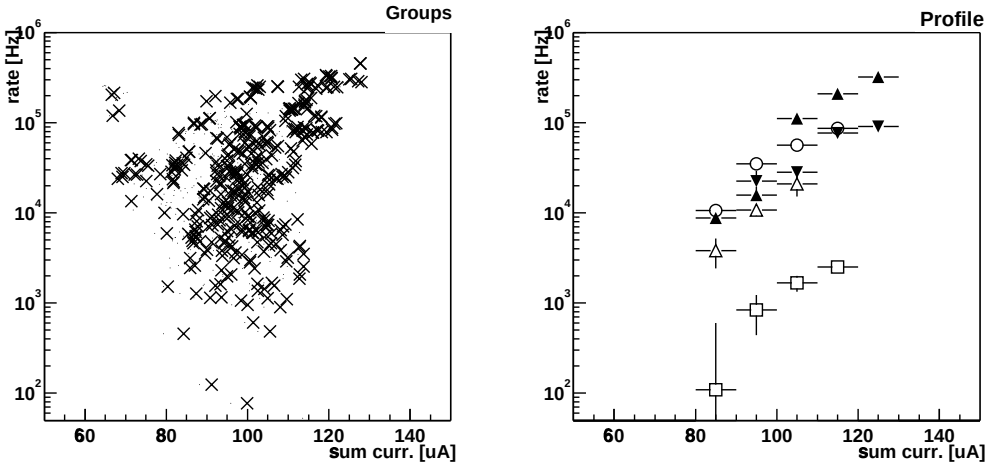


Fig. 9.3 – Idem que 9.2 (la figure de gauche) mais pour le déclenchement de groupes. A droite, les valeurs moyennées (les symboles correspondent aux différents groupes) par bin en courant.

[19] nous avons limité notre sélection aux observations prises à moins de 90 minutes du transit. Cette décision a été prise suite à une remarque de Roland le Gallou qui signale dans [29, p. 160] une variation des distributions de σ_{grp}– une variable principale dans les coupures décrites ci-dessous – avec l'angle horaire, qui risque de biaiser l'efficacité des coupures. Les résultats présentés dans [19] montrent (figure 13) d'ailleurs un signal excessif pour les observations prises à grand angle horaire.

9.2 Extraction du signal

La procédure d'extraction du signal consiste en une suite de coupures sur le lot des événements analysés dans le ON et le OFF, en utilisant les variables d'analyse définies dans le chapitre précédent. La première coupure est le *déclenchement logiciel* : on demande au moins 4 pics de sommes de groupes (reconstruites ou digitisées si elles sont disponibles) dépassant un niveau correspondant à $5\,p.e.$ par héliostat. Ce seuil élevé (qui doit être dans tous les cas supérieur au seuil de déclenchement réel) a été choisi pour s'assurer qu'aucun effet systématique, dû à des différences non compensées de bruit de fond, ne biaisent les résultats. Cette coupure réduit considérablement le nombre des événements (environ d'un facteur 2) et augmente en conséquence le seuil d'analyse.

La deuxième coupure exige d'avoir au moins 10 pics dans les données digitisés pour chaque événement, qui dépassent $25\,dc$, un niveau considéré comme nécessaire pour une reconstruction correcte des gerbes. La plupart des événement satisfaisant déjà cette condition, la réduction des événements est inférieure à 10%.

Le but de ces deux coupures est d'abord d'assurer la stabilité et la fiabilité des résultats, même si le déclenchement logiciel peut effectivement augmenter le rapport signal sur bruit. Les coupures suivantes ont été optimisées pour obtenir la meilleure réjection hadronique possible tout en gardant le plus grand nombre de gamma (d'après la simulation) ; plus précisément, on cherche à maximiser le facteur de qualité défini comme

$$Q = e_\gamma / \sqrt{e_p},$$

où e_γ et e_p sont les fractions de gamma et de protons qui satisfont la coupure.

Dans l'analyse standard de Mathieu de Naurois, la variable la plus performante est σ_{grp}, donne $Q = 1.6$ pour $\sigma_{grp} < 0.25$ – cette coupure réduit le nombre des événements hadroniques d'un facteur 6, en gardant plus de la moitié des gamma.

La coupure en angle reconstruit θ, considérée au début comme le principal moyen de sélection des gerbes gamma en provenance de la source, donne souvent un facteur $Q < 1$, à cause de l'incertitude dans la direction reconstruite. Néanmoins, cette coupure permet d'augmenter le rapport signal/bruit grâce à la valeur $e_\gamma/e_p > 1$.

La dernière coupure discutée par Mathieu de Naurois est celle du χ^2 d'ajustement du front de gerbe : avec un facteur $Q \approx 1$, elle peut augmenter le rapport signal sur bruit plus que la coupure précédente. Mais l'instabilité de cette variable signalée dans le paragraphe 8.2.1 ne permet pas de l'utiliser sans risquer un biais important à cause des fluctuations du niveau de bruit.

Le tableau suivant résume l'application de ces coupures au données choisies dans le paragraphe précédent. Les résultats physiques dans les deux dernières colonnes donnent la significativité statistique

$$\sigma = \frac{\mathrm{ON} - \mathrm{OFF}}{\sqrt{\mathrm{ON} + \mathrm{OFF}}}$$

et le taux estimé de gamma $\tau = (\mathrm{ON} - \mathrm{OFF})/420\,\mathrm{min}$.

coupure	ON	OFF	ON-OFF	sig./bruit	σ	$\tau[\gamma/\mathrm{min}]$
déclenchement brut	529276	526581	2694	0.51%	2.62	...
déclenchement logiciel	287196	285293	1902	0.67%	2.52	6.29
$N_{A>25\,dc} \geq 10$	265183	263757	1425	0.54%	1.96	4.78
$\sigma_{grp} < 0.25$	**37624**	**36232**	**1391**	**3.84%**	**5.12**	**4.30**
$\theta^2 < 50\,\mathrm{mrad}^2$	23010	22104	905	4.09%	4.26	2.79
$\chi^2 > 0.1$	13322	12641	680	5.38%	4.22	2.11

Pour les études suivantes, nous n'utiliserons que 3 premières coupures, donnant une significativité de $5.12\,\sigma$.

La distribution des σ des paires individuelles (pondéré par la racine carrée de leur durée) a une moyenne 1.25 et un écart-type 0.85, montrant une bonne stabilité de ce résultat. La variation des σ avec l'angle horaire ou avec la différence des courants entre les deux membres des paires ne montre aucune corrélation (fig. 9.4).

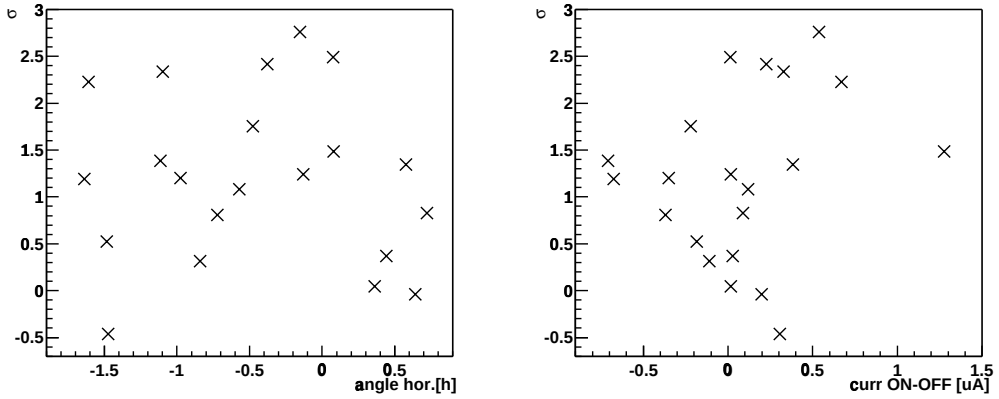


Fig. 9.4 – Distribution des significativités σ des paires individuelles en fonction de l'angle horaire (à gauche) et de la différence des courants moyens (en μA) entre ON et OFF (à droite) pour ces mêmes paires.

9.3 Mesure du flux

9.3.1 Taux des gamma

Pour convertir le taux des événements en excès (après les coupures) en flux estimé de gamma en provenance de la source, il faut connaître l'efficacité des coupures aux gamma simulés (et cela en fonction de l'énergie). En combinant avec la surface effective brute nous obtenons la surface effective d'analyse $A_{ana}(E)$, qui est le mieux ajustée par la fonction 7.8. En ne considérant que les trois premières coupures de l'analyse standard (déclenchement logiciel, nombre de pics et σ_{grp}), les meilleurs paramètres pour représenter $A_{ana}(E)$ pour les gamma

simulés pour le Crabe au transit sont (selon [19])

$$\begin{aligned} p_0 &= 1.432\,10^4\,\mathrm{m}^2 & p_1 &= 15\,\mathrm{GeV} \\ p_2 &= 8.7\,\mathrm{GeV} & p_3 &= 5.19 \\ p_4 &= 23.9\,\mathrm{Ge2} & p_5 &= 2.38 \end{aligned}$$

Faisant l'hypothèse d'un spectre de la forme E^{-2}, nous obtenons le seuil $E_{max} = 50\,\mathrm{GeV}$. La valeur A_{moy} (définie par l'eq. 7.10) est réduite après les coupures à $4380\,\mathrm{m}^2$ pour la direction du Crabe au transit, ce qui correspond (pour cette forme du spectre primaire) à une efficacité moyenne $\bar{e_\gamma} = 32\%$.

Les incertitudes liées à cette valeur seront discutées plus tard. Ici nous ne nous intéressons qu'à la variation de A_{moy} avec l'angle horaire. Supposée symétrique autour $h_{ang} = 0$, cette fonction peut être ajustée par un polynôme du second degré (pour h_{ang} en heures)

$$A_{moy}(h_{ang}) = A_{moy}(0)\,\left(1 - 0.343\,h_{ang}^2 + 0.219\,h_{ang}^4 - 0.0441\,h_{ang}^6\right).$$

Cette formule nous permet de cumuler correctement les mesures de taux de gamma obtenues pour des observations à différents angles horaires. La figure 9.5 donne les valeurs de τ multipliées par le rapport $A_{moy}(0)/A_{moy}(h_{ang})$ (variant de l'ordre de 10% dans l'intervalle ± 1.5 heure) et corrigées pour le temps mort pour toutes les paires, avec une erreur proportionnelle à $\sqrt{\mathrm{ON} + \mathrm{OFF}}$. L'ajustement d'une fonction constante montre que cette distribution est compatible avec une émission stable, et donne un taux de gamma (avec son erreur statistique) en provenance du Crabe, renormalisé à son transit

$$\tau_\gamma = (6.2 \pm 0.8)\,\gamma/\mathrm{min}.$$

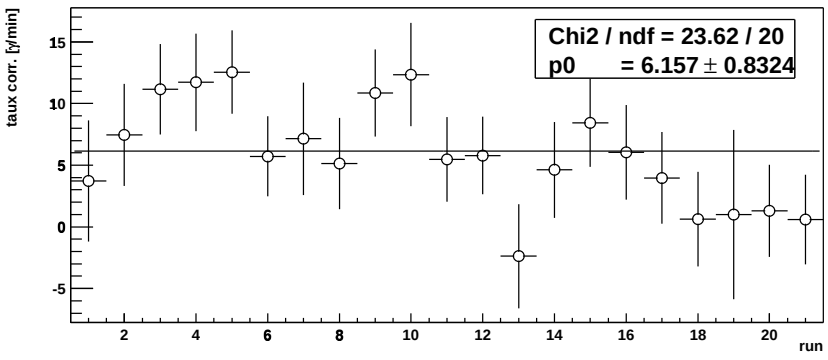


Fig. 9.5 – Taux de gamma estimé pour les paires individuelles, après correction pour le temps mort et la variation de la surface effective avec l'angle horaire.

9.3.2 Choix du spectre

Une partie des considérations suivantes a été déjà résumée dans [9] ; comme il s'agit d'une note interne de la collaboration, il me semble nécessaire de rappeler les idées principales.

Pour obtenir un résultat physique comme le flux différentiel à partir du taux de gamma $\tau_\gamma \pm \delta\tau$ estimé dans le paragraphe précédant, nous sommes toujours obligés de faire une hypothèse sur la forme du spectre. En fait, nous cherchons une forme du spectre $S(E)$, qui nous permette, avec notre connaissance de l'expérience résumée dans la fonction de sa surface effective $A(E) \pm \delta A(E)$, de retrouver le taux de gamma

$$\tau = \int_0^\infty S(E)\,(A(E) \pm \delta A(E))\,\mathrm{d}E \tag{9.1}$$

qui tombe dans la boite d'erreur de notre mesure. Évidemment, nous devons choisir une forme qui semble physique avec une paramétrisation simple : la condition se traduit donc par un domaine dans l'espace des paramètres autorisés. Si, comme dans le cas de CELESTE, nous disposons aussi pour la source d'une mesure à plus haute énergie, nous pouvons fixer le spectre $S'(E)$ au delà d'une énergie E_c. Dans ce cas le spectre que l'on cherche entre l'énergie E_s (une énergie choisie au dessous du seuil où $A(E)$ devient nulle) et E_c doit joindre $S'(E = E_c)$ (le plus lissement possible) et satisfaire la condition

$$\tau_c = \int_{E_s}^{E_c} S(E)\,(A(E) \pm \delta A(E))\,\mathrm{d}E \in \langle \tau_\gamma - \tau_d - \delta\tau_\gamma - \delta\tau_d,\, \tau_\gamma - \tau_d + \delta\tau_\gamma + \delta\tau_d) \rangle\,,$$

où

$$\tau_d \pm \delta\tau_d = \int_{E_c}^\infty S'(E)\,(A(E) \pm \delta A(E))\,\mathrm{d}E \tag{9.2}$$

est le taux de gamma d'énergie $E > E_c$ (qui déclenchent le détecteur et passent les coupures). Une partie de l'incertitude systématique sur la surface effective peut être donc transférée dans la taille de la boite d'erreur du taux de gamma.

Le spectre gamma de très haute énergie (pas seulement dans le cas de la Nébuleuse de Crabe), attribué à la production par effet Compton inverse, est souvent assimilé à une parabole en représentation logarithmique sur les 2 axes ; la paramétrisation s'écrit

$$\log\, S(E) = a + b\, \log\, E + c\, \log^2\, E$$

ce qui est identique à

$$S(E) = \gamma\, E^{-\alpha - \beta\, \log\, E}.$$

Le paramètre β donne la déviation par rapport à une loi de puissance (souvent négligée dans la région $E > 1\,\mathrm{TeV}$). Notre ensemble de spectres permis est obtenu par la variation de ce paramètre β dans la région au dessous de l'énergie $E_c = 500\,\mathrm{GeV}$; le paramètre α reste fixé à la valeur issue des mesures des imageurs dans la région $E > E_c$, et qui sont résumées dans le tableau suivant (énergie mesurée en TeV) :

expérience	α	$\beta \log 10$	γ $\left[\mathrm{m^{-2}s^{-1}GeV^{-1}}\right]$	$S'(E = E_c)$ $\left[\mathrm{m^{-2}s^{-1}GeV^{-1}}\right]$	$\tau_d(E > E_c)$ [phots./min.]
CAT [48]	2.74	0.20	2.33×10^{-10}	1.49×10^{-9}	0.374
HEGRA [1]	2.47	0.11	2.47×10^{-10}	1.34×10^{-9}	0.392
Whipple [11]	2.44	0.15	3.25×10^{-10}	1.71×10^{-9}	0.512

Dans la dernière colonne nous avons utilisé dans la formule 9.2 la surface $A_{ana}(E)$ paramétrisée selon 7.8 avec les paramètres donnés dans le paragraphe précédant pour la direction du Crabe au transit. On voit que cette région $E > E_c$ correspond à seulement 5 - 8% des événements. Même si les incertitudes systématiques, que nous allons évaluer dans le paragraphe suivant, n'ont pas la même valeur dans cette région des hautes énergies (où elles devraient être moins importantes que dans la région $E_s < E < E_c$), on peut négliger cette différence car l'effet sur le taux final est inférieur à 1%.

9.3.3 Étude des systématiques

Les incertitudes de la simulation et de la calibration de l'expérience se traduisent par des erreurs systématiques sur l'énergie et la surface effective et donc sur les paramètres physiques, sur le spectre en particulier. On peut répartir ces incertitudes en deux ensembles. Le premier concerne les incertitudes sur l'amplitude des signaux dans les détecteurs pour une gerbe d'énergie (et de point impact) donnée. Il s'agit des erreurs de la calibration opto-électronique qui ont en général un effet multiplicatif sur l'amplitude des signaux : erreurs de mesure des gains des phototubes (et des amplificateurs qui les suivent), mais aussi des incertitudes concernant les pertes de lumière dans l'atmosphère et à travers l'optique qui réduisent le nombre de photons collectés. Il faut y rajouter l'effet du facteur de sommation étudié dans le chapitre 6. Toutes ces erreurs peuvent être traduites par une erreur sur l'énergie.

Le deuxième ensemble d'incertitudes est lié à la réponse du détecteur à un événement. Le déclenchement logiciel avec un seuil bien au-dessus de celui du déclenchement brut cache effectivement toutes les incertitudes liées aux problèmes de la simulation des modules de déclenchement. Le biais de déclenchement provient dans ce cas seulement des erreurs attribuées aux amplitudes des pics des sommes reconstruites. Les deux coupures utilisées ensuite dans l'analyse apportent aussi un erreur systématique qui peut biaiser la fonction $A_{ana}(E)$.

Le problème de l'incertitude liée à la simulation des gerbes est un problème à part. Sur la figure 8.2 nous avons noté un bon accord entre les deux générateurs (ISU et CORSIKA) en ce qui concerne la normalisation, c'est a dire le nombre de photons produit par des gerbes de même énergie ; par contre, il y a une différence de 17% sur le rayon r_0 ajusté qui a une influence directe sur la surface de détection. Nous classons donc cette incertitude dans le deuxième ensemble.

Si on fait l'hypothèse que les erreurs de ce dernier ensemble modifient la surface effective par un facteur multiplicatif indépendant de l'énergie, cela se traduit par une simple variation du paramètre p_0 de la formule 7.8. Les erreurs du premier ensemble s'appliquent de façon homothétique. La variation $A((1 \pm \delta)E)$ est reproduite par la modification des paramètres p_1, p_2 et p_4 (ceux ayant une dimension d'énergie) par ce facteur d'homothétie (s'il s'agissait d'un simple biais du seuil, on changerait seulement le paramètre p_1).

Regardons plus en détails les divers éléments de ces ensembles.

Erreurs en énergie

Les études présentées dans cette thèse ne peuvent quantifier qu'une partie des erreurs de la chaîne opto-électronique – des photomultiplicateurs aux FADCs. Pour le reste nous ne pouvons donner que des estimations grossières et indirectes.

- efficacité de **collection** de lumière : La vérification directe de la simulation optique ne peut être obtenue que par des études de cartographie d'étoiles [23] ; les différences in-

diquées dans le cas de sources ponctuelles sont probablement moins marquées pour les gerbes atmosphériques. L'erreur de base de la simulation optique (mauvaise estimation des aberrations, pertes dans les cônes etc.) est donc relativement petite (de l'ordre de 5%). Un biais supplémentaire s'ajoute de façon asymétrique (réduction de lumière par rapport à la prédiction) à cause des erreurs de pointé (soit instantanées soit plus persistantes), estimé à ≈ 10 pas codeurs ($\approx 1.5\,\mathrm{mrad}$) pour les héliostats les plus erronés [10], ce qui correspond au maximum à une réduction de lumière de 10% [20, fig. 5.14] pour une source ponctuelle. Si on ajoute les pertes non prises en compte dans la simulation (p.ex. défauts de miroirs), on estime à 5% l'erreur systématique due à l'optique $\langle -7\%, 5\% \rangle$. Les effets météorologiques apportent une absorption supplémentaire de lumière (qu'on espère pouvoir mesurer plus régulièrement à l'aide du LIDAR) : actuellement on attribue une erreur de 10% à cette absorption, modifiant la borne inférieure de l'intervalle ci-dessus à 12%.

- efficacité de **conversion** en photoélectrons : Contrairement à la réflectivité des miroirs, qui a pu être mesurée directement, les valeurs absolues de l'efficacité des photocathodes en fonction de la longueur d'onde, utilisées dans la simulation, sont basées sur des données fournies par le constructeur. On peut attendre une variation de 5% autour de cette efficacité moyenne.
- dans la **chaîne électronique**, l'incertitude liée à l'extrapolation de la formule 5.8 pour le gain des photomultiplicateurs s'écrit

$$\left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 = \left(\frac{\delta A_0}{A_0}\right)^2 + \left(\delta\lambda \, \ln\frac{V - V_{zen}}{V_0 - V_{zen}}\right)^2 = \left(\frac{\delta A_0}{A_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta\lambda}{\lambda} \, \ln\frac{A}{A_0}\right)^2$$

  et pour l'exemple donné sur la fig. 5.6 on obtient $\delta A/A \approx 2\%$. Les gains des FADC sont susceptibles d'une variation avec la fréquence (signalée dans le par. 5.2.2) ; nous attribuons à cet effet une erreur de 3%. Paradoxalement, l'erreur la plus importante dans l'électronique vient du gain du splitter, dont la branche vers les FADCs est calibrée avec une précision de seulement 5%. L'erreur de la chaîne complète est donc 6%.
- l'amplitude simulée des pics Čerenkov dépend aussi du **facteur de sommation**, défini dans la fig. 9.8. Il est relativement indépendant de la largeur d'impulsion dans l'intervalle $5 \sim 6\,\mathrm{ns}$ actuellement utilisé ; mais une différence de 10% sur la largeur par rapport aux mesures d'impulsions effectuées à l'oscilloscope (voir tableau à la fin du paragraphe 6.1.4) laisse la possibilité que l'amplitude des pics Čerenkov réels soient plus faibles de 10% par rapport aux résultats de simulation.

La combinaison de toutes ces erreurs nous donne un intervalle $\langle -18\%, 9\% \rangle$ de biais des amplitudes de pics Čerenkov par rapport à la simulation « standard ». On peut comparer ce résultat avec la distribution des rapports, pour différentes voies, entre les gains opto-électronique mesurés sur des données réelles et simulées [8, fig. 13] : on constate que pour la plupart des voies la différence est inférieure à 10%. Il s'agit d'une calibration relative et les effets qui ont une influence globale (le facteur de sommation, l'absorption dans l'atmosphère) ne contribuent donc pas à cette dispersion : avec les incertitudes restantes l'intervalle obtenu ci-dessus se réduit à $\langle -11\%, 9\% \rangle$. Néanmoins, dans la calibration opto-électronique certaines voies exhibent une différence allant jusqu'à 40% entre la simulation et la réalité : ceci nous indique la présence d'effets non encore compris dans l'expérience CELESTE.

Erreurs en surface effective

Abordons maintenant le deuxième ensemble d'incertitudes, celles liées à la surface de détection après les coupures d'analyse. Nous n'allons pas ré-exposer ici en détails la procédure de vérification de la stabilité et de la valeur de l'efficacité des coupures, détaillée dans les thèses de Mathieu de Naurois et Roland le Gallou. Disons simplement qu'il est possible de comparer l'efficacité d'une coupure pour les gamma, e_γ, déterminée par simulation, avec la fraction des données ON-OFF qui passent la coupure considérée, comme p.ex. [20, p. 266], mais l'incertitude sur cette fraction, égale à $\sqrt{\mathrm{ON}+\mathrm{OFF}}$, est grande (de l'ordre de 30% dans cette référence). Mathieu de Naurois obtient pour ces efficacités un très bon accord entre simulation et réalité (même dans la comparaison des protons avec les données OFF) pour la direction du Crabe, à l'exception toutefois de la coupure en θ^2 (que nous n'utilisons pas pour l'estimation de τ_γ). Cependant, comme indiqué plus haut, les erreurs statistiques sur ces efficacités étant importantes, les différences entre efficacités simulées et expérimentales sont trop petites par rapport à elles pour nous servir à évaluer les incertitudes systématiques dues à ces coupures. Nos études des biais possibles doivent donc se fonder sur des considérations plutôt théoriques.

Nous n'avons pas encore discuté de l'erreur sur l'amplitude liée à la méthode d'ajustement des pics – il faut considérer son influence suivant la variable d'analyse considérée. Le biais entre amplitude reconstruite et amplitude réelle (montré sur la fig6.9) concerne soit les pics de faible amplitude soit ceux au delà de la saturation : alors que dans ce dernier cas c'est l'amplitude des sommes reconstruites (et la variable σ_{grp}) qui sont biaisés, dans le premier c'est la coupure sur N_{pics}.

Les résultats de la fig. 6.9 étant obtenus avec des pics simulés, on n'est pas sûr d'avoir le même effet pour les pics réels : en effet on voit sur la fig. 6.2que l'ajustement de ceux-ci est moins bon que celui des pics simulés. On observe aussi pour les pics saturés (7.1.2) une largeur moyenne des pics réels croissante avec l'amplitude tandis que c'est l'inverse pour les pics simulés montrant que l'on ne comprend pas totalement l'influence de cette saturation. Ce problème devient encore plus délicat pour les sommes reconstruites car on somme des pics saturés avec des pics « corrects ». Dans les données réelles, obtenues dans la direction du Crabe près du transit, nous avons trouvé que $7 \sim 8\%$ des groupes contiennent (au moins) un pic saturé ($3 \sim 4\%$ en contiennent plus de 2) et que la fraction de pics saturés dans les données digitisés est de 3% pour les voies des détecteurs individuels et de 5% pour les voies dédiées à la digitisation des groupes. Nous concluons que dans environ 5% de cas le σ_{grp} risque d'être fortement biaisé par un mauvais ajustement des pics saturés. Ce chiffre est en accord avec ce que l'on obtient à partir des efficacités de cette coupure sur les gamma simulés : si on utilise les « vraies » amplitudes de sommes de groupe (celles estimées dans la simulation avant digitisation), nous avons 6% de plus d'événements qui passent cette coupure qu'en utilisant les sommes reconstruites.

Nous devons aussi considérer les fluctuations de l'intensité de lumière dans les données réelles pour des raisons non comprises dans la simulation (discutées dans le par. 6.1.3) : avec 5% de fluctuations supplémentaires nous avons une réduction de 2% de l'efficacité seulement, donc négligeable par rapport à l'effet précédant.

A basse amplitude, le biais des amplitudes reconstruites a pour origine la contamination du bruit de fond de ciel. On voit sur la fig. 6.9 qu'au delà d'une amplitude $A = 100\,\mathrm{mV} \approx 30\,dc$ ce biais disparaît. Pour $A \approx 20\,dc$ la surestimation de l'amplitude varie entre 4% pour un taux de photoélectrons de fond faible (0.5 GHz) et 14% pour un taux fort de 2.5 GHz. Même si l'effet du bruit de fond tend à être égalisé dans chaque paire par le *padding*, on peut imaginer un

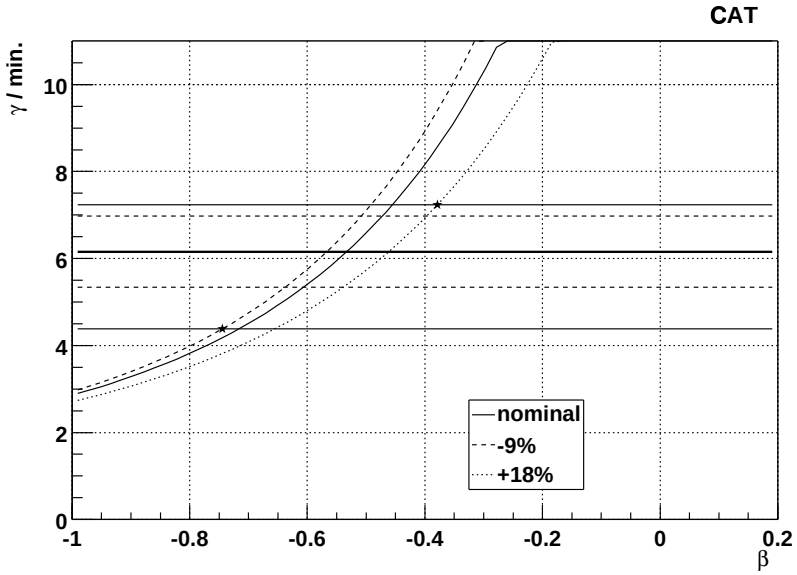


FIG. 9.6 – Taux de gamma calculés pour différents spectres, dérivés des mesures de l'imageur CAT en fonction du paramètre β. Les trois courbes correspondent à la surface effective nominale et à des surfaces effectives après variation de l'échelle en énergie de -9% et $+18\%$ respectivement. Les lignes horizontales donnent le taux mesuré avec son intervalle d'erreur (les lignes en tirets pour l'erreur purement statistique). Les valeur extrêmes de β sont marquées par des étoiles.

désaccord entre la simulation et la réalité dû au fait qu'une fraction différente de pics d'amplitude vraie $A = 22 \sim 24\,dc$ franchit la limite de $25\,dc$ à cause du bruit. Cet intervalle contient $6 \sim 7\%$ du nombre total de pics identifiés. Il y a donc au plus 7% d'événements supplémentaires qui passent cette coupure dans les données réelles par rapport à la simulation, ce qui donne une estimation pessimiste du biais sur la coupure $N_{pics} \geq 10$. Si l'on sait que seulement $\approx 4\%$ des événements (par rapport au nombre total enregistrés) passent le déclenchement logiciel et pas cette coupure, son effet sur le taux de gamma est inférieur à 1%.

Le **déclenchement logiciel** est la coupure la plus importante et son biais éventuel peut avoir des conséquences fortes sur la surface effective $A_{ana}(E)$. On ne s'intéresse qu'aux pics près du seuil, car c'est la migration de ces pics au-dessous ou au-dessus du seuil qui peut biaiser le taux de déclenchement logiciel. Le seuil utilisé de $5\,p.e.$/hel correspond à une amplitude de somme reconstruite entre 100 et $120\,dc$, région où on attend une bonne résolution en amplitude et un biais négligeable des amplitudes ajustées. Les incertitudes systématiques ne sont donc pas liées à un problème de mesure mais principalement à la simulation électronique (une mauvaise simulation des sommes reconstruites va biaiser le taux de déclenchement logiciel et donc la surface effective).

Pour des largeurs d'impulsions de photoélectron entre 5 ns et 6 ns(valeurs utilisées) le facteur $f_r = A_r/\Sigma A_i$ (une mesure de la qualité de la somme, définie en chapitre 7) varie au plus de 3% ; par contre pour des impulsions étroites de 3.3 ns f_r (la formule 7.4) augmente de $8 \sim 9\%$. Nous avons aussi étudié l'effet de « *digitisation jitter* » (le paragraphe 6.1.2.1) – un décalage aléatoire de la moitié des pics d'un pas d'échantillonnage réduit le facteur f_r de 2% pour $A \approx 120\,dc$. Finalement, nous comparons ce facteur obtenu dans la simulation (avec une

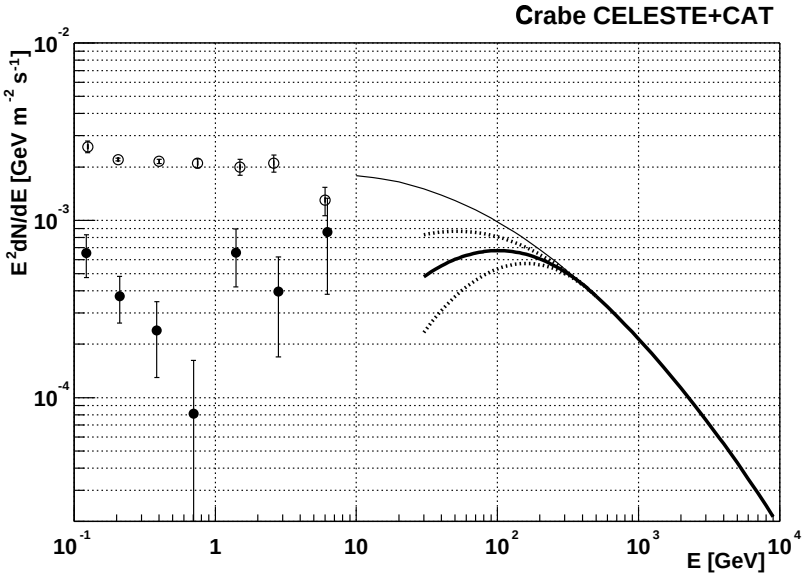


FIG. 9.7 – Spectre du Crabe dans le domaine du GeV, estimé par la combinaison des mesures de CELESTE et CAT. Les courbes en traits épais correspondent aux trois valeurs de β données dans le tableau, la ligne fine prolonge le spectre de CAT au dessous de 500 GeV. Les cercles vides correspondent au flux total mesuré par EGRET [27], la composante non-pulsée, attribuée à la nébuleuse [18], est marquée par des cercles pleins.

impulsion de 6 ns) avec celui mesuré dans les données réelles (brutes) prises dans la direction du Crabe au transit : on trouve un écart de -14% (réalité/simulation) pour $A \approx 70\,dc$ qui se réduit à -4% pour $A \approx 140\,dc$.[2] Cet écart a déjà été attribué à une fluctuation supplémentaire temporelle non incluse dans la simulation. Pour estimer grossièrement l'influence de ce biais en f_r sur le taux de déclenchement logiciel, nous calculons la variation du nombre des événements qui passent cette coupure en changeant le seuil de 10% (la valeur moyenne dans cette région d'amplitudes). Pour des gamma simulés le taux de déclenchement logiciel est réduit de 10% pour cette augmentation du seuil ; un tel effet se traduit directement par la variation d'efficacité de cette coupure et on attend donc un biais sur $A_{ana}(E)$ du même ordre de grandeur.[3] L'erreur systématique finale liée aux coupures d'analyse est donnée par l'intervalle $\langle -12\%, 6\% \rangle$.

Toutes ces comparaisons sont basées sur des simulations de gerbes utilisant le générateur ISU. Comme déjà constaté, les gerbes gamma simulés par CORSIKA sont plus étalées (sans diminution de l'intensité de lumière Čerenkov) ; pour la gamme d'énergies qui nous intéresse, Mathieu de Naurois trouve avec ce simulateur une surface effective de 25% plus grande que celle estimée avec ISU.

Résumant toutes ces contributions, l'incertitude systématique de la surface effective obtenue par la simulation « standard » est $\langle -12\%, 26\% \rangle$. La contribution la plus importante venant de l'incertitude de la procédure de génération de gerbes, un problème extérieur à la

[2] Nous avons utilisé des gamma simulés pour cette comparaison ; la différence entre les valeurs f_r moyennes obtenues pour des gamma et des protons dans cet intervalle d'amplitudes ne différent pas de plus de 2%.

[3] Si on considère une largeur d'impulsion de 3.3 ns, les résultats de la simulation sont plus proches des données réelles.

collaboration ainsi qu'aux études du détecteur.

9.4 Estimation des paramètres

Si l'on considère que l'incertitude relative sur $A_{ana}(E)$ est indépendante de l'énergie – $A_{ana}(E)\,(1 \pm \delta^{\pm}_{ana})$– nous pouvons transformer l'erreur systématique sur la surface effective en une erreur (statistique) sur le taux mesuré de gamma et la rajouter à l'erreur expérimentale mesurée $\delta\tau_\gamma/\tau_\gamma = 13\%$. L'intervalle des valeurs compatibles de τ_γ devient donc $\langle 71\%, 117\%\rangle\ \tau_\gamma = \langle 4.4, 7.3\rangle\ \gamma/\,\mathrm{min}$. Pour trouver l'intervalle du paramètre β correspondant, nous calculons les courbes $\tau_e(\beta)$ selon la définition 9.1 pour différents spectres d'imageur au delà de 550GeV (CAT, HEGRA ou Whipple) et différents biais de calibration en énergie. L'intersection de ces courbes avec les lignes τ_γ, $\tau_\gamma + \delta^{+}_{tot}\tau_\gamma$, $\tau_\gamma - \delta^{-}_{tot}\tau_\gamma$ donne diverses solutions pour β parmi lesquelles on choisit la valeur minimale et maximale. La figure 9.6 illustre cette procédure pour le spectre de CAT. Le spectre $S(E)$, correspondant aux valeurs de β ainsi obtenues (les extrêmes et la valeur pour $A_{ana}(E)$ « nominal »), est montré sur la fig. 9.7.

Le tableau suivant donne les résultats pour les trois imageur de référence : la valeur de β nominale, ses limites supérieure et inférieure, et les flux différentiels (à 50 GeV) correspondants.

	flux nominal		flux minimal		flux maximal	
	β^0	$\phi^0(50\,\mathrm{GeV})$ $\left[\mathrm{m^{-2}s^{-1}GeV^{-1}}\right]$	β^-	$\phi^-(50\,\mathrm{GeV})$ $\left[\mathrm{m^{-2}s^{-1}GeV^{-1}}\right]$	β^+	$\phi^+(50\,\mathrm{GeV})$ $\left[\mathrm{m^{-2}s^{-1}GeV^{-1}}\right]$
CAT	0.533	2.50×10^{-7}	0.744	1.54×10^{-7}	0.358	3.47×10^{-7}
HEGRA	0.293	2.06×10^{-7}	0.495	1.29×10^{-7}	0.135	2.96×10^{-7}
Whipple	0.392	1.97×10^{-7}	0.612	1.19×10^{-7}	0.234	2.83×10^{-7}

9.5 Discussion des résultats

La combinaison de l'ensemble des résultats obtenus avec les trois spectres $S'(E > 500\,\mathrm{GeV})$ est donnée sur la fig. 9.8 sous forme d'une enveloppe. Nous voyons que le spectre de la Nébuleuse du Crabe doit être forcément plus courbé au dessous de 100 GeV que dans le domaine des imageurs, le spectre prolongé des seuls imageurs devenant incompatible avec nos estimations à 30 GeV. Il faut noter que nous n'avons pas introduit dans les modèles les erreurs sur les paramètres α,β et γ des spectres des imageurs, de l'ordre de 5% pour la pente α mais de plus de 25% sur le flux absolu. Cette incertitude supplémentaire relâche encore les contraintes données par notre enveloppe permettant au spectre du Crabe d'être encore plus important au dessous de 50 GeV.

La comparaison avec les mesures de plus basse énergie, obtenues par EGRET, est compliquée par la contribution de la composante pulsée du Crabe (considérée comme négligeable au dessus de 50 GeV). La soustraction de cette composante est entachée d'erreurs importantes (les cercles pleins sur la fig. 9.8). De plus, ces points se trouvent dans la région de croisement des courbes attribuées aux composantes synchrotron et inverse Compton [5] de l'émission de la nébuleuse (c. à d. la région où ces deux composantes sont comparables).[4] Il est donc difficile de déduire de ces résultats une position plus précise du maximum de la composante inverse Compton, qui permettrait de contraindre sensiblement les paramètres physiques de la

[4] La remontée au dessous de 1 GeV est déjà attribuée à l'émission synchrotron.

nébuleuse (plus précisément des lieux supposés de l'accélération des particules, comme le choc terminal du vent stellaire provenant du pulsar).

Dans les études des systématiques présentées dans ce chapitre, certaines hypothèses nécessitent encore d'être précisées : p. ex. la variation de l'absorption des photons dans l'atmosphère, estimée à 10%, a une influence directe sur la borne supérieure de l'enveloppe estimée : en augmentant cette variation on peut très facilement faire remonter cette borne, réduisant ainsi les contraintes actuelles sur la courbure du spectre. On espère aussi pouvoir résoudre le désaccord entre générateurs de gerbes, permettant ainsi une meilleure connaissance de la surface effective de CELESTE, qui détermine actuellement la borne inférieure de nos prédictions.

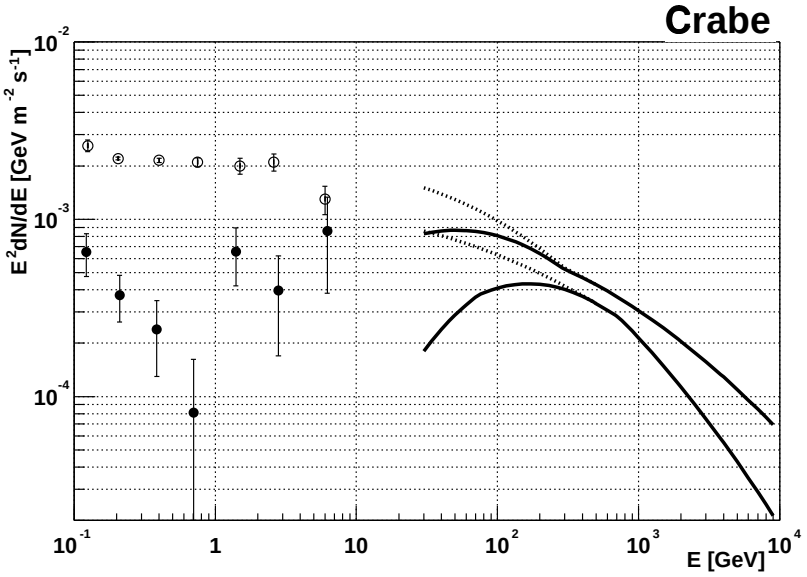


Fig. 9.8 – Idem à 9.7, mais donnant l'enveloppe des résultats obtenus pour les 3 imageurs de référence. Les lignes en pointillé montrent l'enveloppe des mesures des imageurs seuls (prolongées au dessous de 500 GeV).

Conclusions et perspectives

Au cours de cette thèse, nous avons discuté les principales limitations de la reconversion d'une centrale solaire en observatoire gamma. La focalisation médiocre des héliostats a été corrigée par une optique secondaire très bien adaptée aux paramètres de la centrale de Thémis, réalisant un système où la lumière collectée par chaque héliostat est concentrée sur une région de 32 mm de diamètre, presque la limite théorique de ce dispositif. CELESTE devient ainsi équivalent à un ensemble de détecteurs individuels repartis sur le champ, avec un champ de vue bien défini. Ce champ de vue petit[5] impose le mode de visée qui réduit la surface effective du télescope. L'autre limitation incontournable de cette optique à récepteur central est la forte variation de la surface de collection avec la position de la cible. Mais les problèmes les plus graves de CELESTE viennent des conditions météorologiques peu satisfaisantes (et aussi des problèmes divers liés aux héliostats) qui réduisent considérablement le temps utile de l'expérience.

Ma contribution au développement de CELESTE a été essentiellement sur la simulation électronique. La partie la plus compliquée de ce logiciel (décrit en détail dans l'annexe B) est liée à la modélisation du système de déclenchement et principalement à la procédure d'élargissement du signal à travers les modules de déclenchement et la recherche de coïncidence des portes programmables. Nous avons discuté le choix des paramètres de la simulation, en utilisant des mesures directes à l'oscilloscope ainsi que des méthodes indirectes, qui comparent la fluctuation des piédestaux et la fonction d'autocorrélation entre les données réelles et simulées. Le désaccord entre les résultats obtenus par les différentes méthodes (concernant la largeur des impulsions d'un photoélectron) a été résolu par la comparaison des pics Čerenkov dans le chapitre 6 : un choix d'impulsions plus larges a un impact sur le facteur de sommation qui peut biaiser la calibration en énergie de l'expérience. Nous avons aussi montré l'influence du niveau de bruit de fond sur la résolution en temps et en amplitude des pics reconstruits par la méthode d'ajustement.

La comparaison des pics de sommes dans les groupes de déclenchement révèle une autre différence entre la réalité et la simulation que nous n'avons pas pu compenser par les moyens de la simulation électronique seuls : nous suggérons une source de la fluctuation temporelle du front d'onde Čerenkov située dans les éléments précédents de la chaîne de simulation (probablement la génération des gerbes hadroniques). Néanmoins, cette fluctuation mise en évidence par la comparaison des données réelles avec les protons simulés ne doit pas forcément avoir la même intensité dans le cas des gerbes électromagnétiques.

Pour les gamma simulés nous avons aussi estimé le seuil en énergie et la surface effective de déclenchement en fonction des conditions appliquées aux modules de déclenchement. Le seuil

[5] Choisi pour limiter l'intensité de lumière du fond de ciel collecté par chaque détecteur : cette caméra ne permet pas d'avoir plus qu'un photodétecteur par héliostat.

de 32 GeV (le maximum de la convolution avec un spectre E^{-2}), obtenu pour les conditions nominales (majorité 3/5 et un seuil 45 mV par héliostat) et pour une source dans la direction du Crabe au transit (correspondant à l'efficacité maximale de collection), peut varier de 6% selon les paramètres de la simulation ; l'erreur de calibration en amplitude de 10% donne une variation additionnelle du seuil en énergie de 13%.

Les coupures d'analyse « standard » augmentent le seuil en énergie à environ 50 GeV. Les incertitudes liées à l'efficacité de ces coupures influencent directement l'estimation du flux de la source observée : en l'état actuel l'effet dominant est dû au déclenchement logiciel : la différence entre les caractéristiques des sommes reconstruites dans les données réelles et simulées vient probablement de la fluctuation temporelle mentionnée ci-dessus et non comprise dans la simulation. La procédure de génération des gerbes est entachée d'une incertitude encore plus importante (qui va dans la direction opposée à la précédente), le choix d'un générateur alternatif augmentant la surface effective de 25% et réduisant en conséquence le flux estimé.

Les erreurs de la calibration en amplitude influencent notre estimation du flux de façon moins directe : le choix d'impulsions plus étroites (par rapport aux mesures à l'oscilloscope) qui augmente l'amplitude des pics de 7% environ, ne modifie le paramètre β (la courbure du spectre final) que de 3%. Par contre la réduction du gain opto-électronique, due surtout aux pertes possibles de la lumière Čerenkov, donne une diminution de β (en valeur absolue) de 18%.

La réduction principale des erreurs systématiques est donc liée d'une part au choix final du générateur de gerbes, et d'autre part à notre maîtrise des effets atmosphériques, dont l'absorption, que l'on espère pouvoir mesurer régulièrement, dans un futur proche, avec le LIDAR installé sur le site de Thémis. La calibration en charge de la chaîne électronique pourrait diminuer l'incertitude provenant de l'effet de sommation dans les voies individuelles et dans les groupes.

Mais les résultats physiques (forme du spectre) que nous tirons de la seule mesure du taux de gamma dépendent beaucoup de notre connaissance du spectre aux énergies > 500 GeV. L'enveloppe des mesures provenant des différents imageurs est assez large et permet donc une grande gamme de spectres à basse énergie. La réponse finale sur la forme spectrale dans ce domaine d'énergie doit être basée sur les seules mesures de CELESTE, et nécessite donc une reconstruction de l'énergie événement par événement. Les premiers résultats de Frédéric Piron [50] sont déjà encourageants.

Une cartographie définitive des sources gamma dans le domaine $10 \sim 200$ GeV devra attendre le lancement du satellite GLAST, prévu pour 2007. Même si CELESTE ne sera probablement plus opérationnel à cette époque, les observatoires gamma terrestres à « basse » énergie ne s'arrêteront pas à cette date. Le long temps d'intégration des détecteurs gamma sur orbite limite leur capacité à mesurer des sources variables ; les détecteurs au sol sont bien mieux adaptes pour l'étude des variations spectrales de ces sources. Le principe d'un système de déclenchement « hybride » et l'échantillonnage à 1 GHz se montrent comme des outils très performants des échantillonneurs à basse énergie ; par contre la limitation intrinsèque de l'optique des centrales solaires ne permet pas de tirer le meilleur de ces idées. Un projet dédié pourrait être basé sur le principe d'ASGAT (comme déjà proposé dans [20, p. 278]), combinant par la méthode des sommes analogiques un réseau de détecteurs (aux miroirs plus petits que les imageurs actuels, et avec une caméra de seulement 7 phototubes) pour un prix acceptable. Le choix d'un site plus adapté aux observations astronomiques serait aussi un avantage apprécié pour un tel projet.

Bibliographie

[1] F. Aharonian et al. The Energy Spectrum of TeV Gamma-Rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes. *Astrophys. J.*, 539 :317–324, 2000.

[2] F. Aharonian et al. Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A. *Astronom. Astrophys.*, 370 :112, 2001.

[3] F. Aharonian et al. TeV gamma rays from the blazar H 1426+428 and the diffuse extragalactic background radiation. accepté pour A&A Letters, 2002.

[4] F. A. Aharonian. TeV gamma rays from BL Lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons. *New Astron.*, 5 :377–395, 2000.

[5] A. M. Atonyan and F. A. Aharonian. Gamma radiation in the Crab Nebula. *Month. Not. Roy. Astronom. Soc.*, 278 :525, 1996.

[6] P. Baillon et al. Observation of the CRAB in Multi TeV Gamma Rays by the TEMISTOCLE Experiment. *Astropart. Phys.*, 1 :341–355, 1993.

[7] P. Bruel. Vers un nouveau traitement des données de l'expérience CELESTE. Technical report, CELESTE, 2001. Note interne de collaboration.

[8] P. Bruel and J. Holder. Calibration rélative de la reponse en amplitude des héliostats de l'expérience CELESTE. Technical report, CELESTE, 2000. Note interne de collaboration.

[9] P. Bruel, J. Holder, and D. Smith. Using CELESTE's measurement to constrain the Crab spectrum. Technical report, CELESTE, 2001. Note interne de collaboration.

[10] Ph. Bruel. Compléments sur les star scans. Technical report, CELESTE, 2002. Note interne de collaboration.

[11] D.A. Carter-Lewis et al. Spectrum of TeV Gamma-Rays from the Crab Nebula. In *Proceedings of*, Durban, Afrique du Sud, 1997. ICRC, 25^{th} International Cosmic Rays Conference.

[12] M. Catanese et al. Discovery of gamma-ray emission above 350 GeV from the BL-Lac object 1ES 2344+514. *Astrophys. J.*, 501 :616, 1998.

[13] M.F. Cawley. The Application of Noise Padding to the Cherenkov Imaging Technique. In *Proceedings of*, Calgary, Canada, 1993.

[14] M.C. Chantell et al. Prototype Test Results of the Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect Experiment (STACEE). *Nucl. Instr. Meth.*, A 408 :468 et, 1998.

[15] K.S. Cheng, C. Ho, and M. Ruderman. Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. I. Outer Magnetosphere Gaps. *Astrophys. J.*, 300 :500–521, 1986.

[16] C. J. Cesarsky D. Elbaz, D. Fadda, et al. Source counts from the 15 mu m ISOCAM Deep Surveys. *Astronom. Astrophys.*, 351 :L37–L40, November 1999.

[17] S. Danaher et al. Possible Applications of Large Solar Arrays in Astronomy and Astrophysics. *Solar Energy*, 28 :335–343, 1982.

[18] O.C. De Jager et al. Gamma-Ray observations of the Crab Nebula : A study of the Sychro-Compton spectrum. *Astrophys. J.*, 457 :253, 1996.

[19] M. de Naurois, J. Holder, et al. Measurement of the Crab flux above 60 GeV with the CELESTE Cherenkov telescope. *Astrophys. J.*, 566 :343–357, feb 2002.

[20] Mathieu de Naurois. *Premiere observation de la Nebuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV.* Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2000. Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie γ.

[21] C. D. Dermer. Gamma Ray Bursts and Cosmic Ray Origin. In *Proceedings of*, Hamburg, Germany, 2001. ICRC.

[22] A. Djannati-Atai et al. Detection of the BL Lac object 1ES 1426+428 by the CAT Telescope. accepted pour A&A Letters, 2002.

[23] E. Durand. Etude des scans d'étoiles. Technical report, CELESTE, 2001. Note interne de collaboration.

[24] R. Enomoto et al. The acceleration of cosmic-ray protons in the supernova remnant RX J1713.7-3946. *Nature*, 416 :823, April 2002.

[25] J. A. Esposito et al. EGRET Observations of Gamma-Ray Emission from Supernova Remnants. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 28 :861–+, May 1996.

[26] F. Arqueros et al. Very high-energy gamma-ray observations of the Crab nebula and other potential sources with the GRAAL experiment. *Astropart. Phys.*, 17 :293–318, 2002.

[27] J.M. Fierro et al. Phase-Resolved Studies of the High-Energy Gamma-Ray Emission from the Crab, Geminga, and Vela Pulsars. *Astrophys. J.*, 494 :734–746, 1998.

[28] A. Celotti G. Ghisellini. A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars. *Month. Not. Roy. Astronom. Soc.*, 280 :67–86, 1998.

[29] R. le Gallou. *Mesure du flux du blazar Mrk421 au dessus de 60 GeV avec l'experience CELESTE.* Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 2001.

[30] B. Giebels. Etoiles dans le champ de vue de CELESTE. Technical report, CELESTE, 1999. Note interne de collaboration.

[31] B. Giebels et al. Prototype test results for the CELESTE solar array gamma ray telescope. *Nucl. Instr. Meth.*, A412 :329–341, feb 1998.

[32] Berrie Giebels. *Contribution à la reconversion d'une centrale solaire en un vaste detecteur pour l'astronomie γ.* Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 1998.

[33] P. Goldreich and W. H. Julian. Pulsar Electrodynamics. *Astrophys. J.*, 157 :869–880, 1969.

[34] P. Goret et al. Observations of TeV gamma rays from the Crab nebula. *Astronom. Astrophys.*, 270 :401–406, 1993.

[35] V. Gorjian, E.L̃. Wright, and R.R̃. Chary. Tentative Detection of the Cosmic Infrared Background at 2.2 and 3.5 Microns Using Ground-based and Space-based Observations. *Astrophys. J.*, 536 :550–560, June 2000.

[36] N. Herault. *Reconstruction des parametres des gerbes et contribution à l'analyse dans l'experience CELESTE.* Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur Strasbourg, 2000.

[37] D. Horan et al. Detection of the BL Lac object 1H1426+428 at TeV Gamma Ray Energies. any, feb 2002.

[38] Joseph K.Daugherty and Alice K.Harding. Polar Caps Models of Gamma-ray Pulsars. *Astrophys. J.*, 429 :325, 7 1994.

[39] K. Koyama et al. Evidence for Shock Acceleration of High-Energy Electrons in the Supernova Remnant SN 1006. *Nature*, 378 :255, November 1995.

[40] Stéphane Le Bohec. *Conecption et réalisation d'un Télescope à Effet Tcherenkov Atmosphérique pour l'Astronomie Gamma de 100 GeV à 10 TeV*. Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, 1996.

[41] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics*, volume 2 : Stars, the Galaxy and the interstellar medium. Cambridge University Press, New York, 1992.

[42] M. A. Malkan and F. W. Stecker. An Empirically Based Calculation of the Extragalactic Infrared Background. *Astrophys. J.*, 496 :13–16, 1998.

[43] T. Kelsall M.G. Hauser, R.G. Arendt et al. The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. *Astrophys. J.*, 508 :25–43, November 1998.

[44] R. Mukherjee et al. Broadband Spectral Analysis of PKS 0528+134. *Astrophys. J.*, 527 :132+, 1999.

[45] H. Muraishi et al. Evidence for TeV gamma-ray emission from the shell type SNR RX J1713.7-3946. *Astronom. Astrophys.*, 354 :L57, November 2000.

[46] P.L. Nolan et al. EGRET Observations of pulsars. *Astronom. Astrophys. Suppl. Ser.*, 120C :61–64, 1996.

[47] F. Piron. *Etude des propriétés spectrales et temporelles des blazars de type Lacertide observés au dessus de 250 GeV par le télescope CAT*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2000.

[48] F. Piron et al. Very high-energy gamma-ray sources as seen by the CAT imaging telescope. presenté aux 36. Rencontres de Moriond, France, 2001.

[49] F. Piron and A. Jacholkowska. Estimation de l'energie des γ dans CELESTE. Technical report, CELESTE, 2001. Note interne de collaboration.

[50] Frederic Piron et al. The Crab nebula and Mkn 421 high energy gamma ray Spectra from CELESTE observations in 1999-2000. In *Proceedings of*, University of Tokyo Workshop, Kashiwa, Japan, 2002.

[51] M. Pohl and R. Schlickeiser. On the conversion of blast wave energy into radiation in active galactic nuclei and gamma-ray bursts. astro-ph/9911452, nov 1999.

[52] Joel R. Primack, James S. Bullock, Rachel S. Somerville, and Donn MacMinn. Probing Galaxy Formation with TeV Gamma Ray Absorption. *Astropart. Phys.*, 11 :93–102, 1999.

[53] Michael Punch. *New Techniques in TeV Gamma Ray Astronomy.* Thèse de doctorat, Université Nationale d'Irelande, 1993.

[54] A.C.Fabian P.W. Guilbert and M.J. Rees. Spectral variability constraints on compact sources. *Month. Not. Roy. Astronom. Soc.*, 205 :593, 1983.

[55] G.P. Rowell, D. Horns, et al. Evidence for an unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2. presenté aux 37. Rencontres de Moriond, France, 2002.

[56] T. et al Sako. New technique of software padding applied of flash ADC data in Čerenkov observations. Technical report, CELESTE, 1999. Note interne de collaboration.

[57] T. Takahashi, G. Madejski, and H. Kubo. X-ray observations of TeV blazars and multi-frequency analysis. *Astropart. Phys.*, 11 :177–187, 1999.

[58] T. Tanimori et al. Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006 : Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays. *Astrophys. J. Lett.*, 497 :L25–L28, 1998.

[59] Bing Zhang and Alice K. Harding. Full Polar Cap Cascade Scenario : Gamma-Ray and X-Ray Luminosities from Spin-powered Pulsars. *Astrophys. J.*, 532 :1150, 4 2000.

Annexe A

Les processus d'émission

A.1 Le rayonnement synchrotron

Dans un champ magnétique, les particules chargées suivent une trajectoire hélicoïdale autour la ligne de champ. Ce mouvement accéléré entraine une émission de rayonnement appelée *synchrotron*. Les particules non-rélativistes ($\gamma \approx 1$) rayonnent sur une seule fréquence qui est égale à la fréquence de la rotation autour la ligne de champ $\nu_g = eB_\perp/2\pi mc$ (ou $B_\perp = B \sin\psi$ est l'intensité de champ magnétique perpendiculaire à la vitesse de particule). La situation est plus complexe dans le régime ultra-rélativiste ($\gamma \gg 1$) : le spectre devient continu (pour le traitement détaillé voire par ex. [41], chapitre 18) et culmine autour de $0.3\,\nu_{sy}$, où $\nu_{sy} = \frac{3}{2}\gamma^2\nu_g$ s'appelle la *fréquence critique*. Moyennant sur l'angle ψ (pour une émission isotrope) on obtient

$$\nu_{sy} = \frac{eB}{2\pi mc}\sqrt{\frac{3}{2}}\gamma^2 = \sqrt{\frac{3}{2}}\gamma^2\,\frac{B}{B_{cr}}\frac{c}{\lambda}, \tag{A.1}$$

où $\lambda = h/mc$ est la longueur d'onde de Compton de la particule et $B_{cr} = 2\pi m^2c^3/eh$ le *champ critique*, qui vaut $4.4 \times 10^{13}\,\mathrm{G}$. Pour les valeurs plus réalistes[1]

$$\nu_{sy} = \gamma^2\,\left(\frac{B}{1\,\mathrm{G}}\right)\,1.2 \times 10^6\,\mathrm{Hz}.$$

Pour un faisceau monoénergétique le spectre synchrotron autour de son maximum peut être approximé par la fonction $x^{1/3}\exp(-x)$, où $x = \nu/\nu_{sy}$. Si la distribution d'énergie des particules suit une loi de puissance $\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}E \propto E^{-\delta}$, son rayonnement synchrotron a un spectre

$$\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}\nu} \propto B^{(\delta+1)/2}\nu^{-(\delta-1)/2},$$

plus dur que celui des particules de source.[2]

Les pertes d'énergie d'un électron (moyennant sur l'angle ψ) peut s'écrire comme

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{4}{3}\,c\,\sigma_T\frac{m_e^2}{m^2}\,\gamma^2\,u_B, \tag{A.2}$$

[1] Utilisant les valeurs typiques des sites d'accélération, comme la Nébuleuse de Crabe dont B moyenne est estimée à $3 \times 10^{-4}\,\mathrm{G}$ [5], nous trouverons que les électrons thermiques émettent surtout en radio tandis que l'émission des électrons d'énergie du TeV ($\gamma \approx 10^7$) est située dans la bande de rayons X ($\nu_{sy} \approx 10^{17}\,\mathrm{Hz}$).

[2] Dans un milieu optiquement épais les photons de basse énergie sont réabsorbés par les électrons et le spectre de basses fréquences est retourné (effet d'auto-absorption).

ou $u_B = B^2/8\pi$ est la densité d'énergie dans le champ magnétique et $\sigma_T = 8\pi\, r_0^2/3$ la section efficace Thompson. Pour les électrons la formule se simplifie à $\dot{\gamma} = \sigma_T \gamma^2\, u_B/m_e c$.

Le temps caractéristique de refroidissement par l'émission synchrotron, dans le cas général

$$t_{sy} = \frac{E}{\mathrm{d}E/\mathrm{d}t} = \frac{6\pi\, m^4 c^3}{\sigma_T\, E\, B^2\, m_e^2}, \tag{A.3}$$

devient pour les électrons $t_{sy} = 6\pi\, m^2 c^3 \sigma_T^{-1}\, E^{-1}\, B^{-2} = E_{12}^{-1}\, B_1^{-2}\, 45\,\mathrm{s}$ où B_1 est exprimé en Gauss et E_{12} en TeV. Pour les protons de même énergie, ce temps est de 13 ordres de grandeur plus long !

A.2 Le rayonnement de courbure

Dans la région où les lignes du champ magnétique sont fortement courbées, une autre composante s'ajoute au dessus du spectre synchrotron. La fréquence caractéristique du rayonnement de courbure est

$$\nu_{cur} = \frac{3}{2} c\, \frac{1}{2\pi\, R} \gamma^3,$$

ou R est le rayon de courbure de la ligne de champ. Pour les électrons

$$\nu_{cur} \approx \gamma^3 \left(\frac{10^6\,\mathrm{m}}{R} \right) 72\,\mathrm{Hz}.$$

Les pertes d'énergie d'un électron par le rayonnement de courbure s'écrivent comme

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = -\frac{2}{3} e^2 c\, \gamma^4 R^{-2}. \tag{A.4}$$

A.3 L'effet Compton

Il s'agit de transfert d'énergie entre un photon et une particule chargée – l'interaction du premier ordre en électrodynamique quantique. Le traitement traditionnel de cet effet est décrit dans le système où la particule chargée est au repos. On dénote $\varepsilon = h\nu/mc^2$et $\varepsilon' = h\nu'/mc^2$ l'énergie initiale et finale du photon par rapport à l'énergie de masse de la particule.

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon\,(1 - \cos\theta)}$$

où θ est l'angle entre le photon initial et final. Le transfert d'énergie est maximal pour $\theta = \pi$, pour les photons de basse énergie ($\varepsilon \ll 1$) l'énergie du photon est presque conservée (on parle du *régime Thompson*).

Avec la transformation du Lorentz nous pouvons exprimer l'énergie du photon diffusé dans le repère de laboratoire, où la vitesse initiale de la particule est $v = \beta c$ (et $\gamma = (1 - \beta^2)^{1/2}$) :

$$\varepsilon' = \frac{1 - \beta\cos\alpha}{1 - \beta\cos\alpha'} \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon\,(1 - \cos\theta)\,\gamma\,(1 - \beta\cos\alpha)},$$

où α et α' sont les angles de la direction du photon initial et final par rapport à la vitesse v (les autres symboles dénotent maintenant les valeurs dans le repère de laboratoire). Dans le cas le plus favorable, $\alpha = \pi$ et $\alpha' = 0$, l'énergie finale devient

$$\varepsilon' = \delta^2 \frac{\varepsilon}{1 + 2\delta\varepsilon}, \tag{A.5}$$

où $\delta = [(1+\beta)/(1-\beta)]^{1/2}$ est le facteur Doppler entre les deux repères.

La formule complète pour la section efficace étant assez compliquée, on peut utiliser les expressions approximatives pour les régimes de basse et haute énergie

$$\sigma = \begin{array}{ll} \sigma_T\,(1-2\varepsilon) & \text{pour}\,\varepsilon \ll 1 \\ \sigma_T\,\frac{3}{8}\,(\ln(2\varepsilon)+1/2)\,/\varepsilon & \text{pour}\,\varepsilon \gg 1 \end{array} .$$

Pour les photons de basse énergie (le régime de *Thompson*) la section efficace est proche de la valeur classique $\sigma_T = e^4/(6\pi^2\epsilon_0^2 m_e^2 c^4)$. Si $\delta\varepsilon \ll 1$, la fréquence du rayonnement diffuse augmente avec δ^2, qui pour les particules ultra-rélativistes vaut $4\gamma^2$, alors la fréquence maximale obtenue par ce processus est

$$\nu' = \frac{\varepsilon\, mc^2}{h}\delta^2 = \nu\, 4\gamma^2.$$

Par contre, si $\delta\varepsilon \gg 1$ (régime *Klein-Nishina*), le photon final reprend presque la totalité d'énergie d'électron (son énergie $\varepsilon' = \delta/2 = \gamma$), mais la section efficace approche 0.

L'énergie transmise aux photons (dont la densité est u_{ph}) par unité du temps (dans le régime Thompson) est

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{4}{3}\, c\, \sigma_T\, \gamma^2\, u_{ph}, \tag{A.6}$$

Cette relation a la même forme que celle de la formule A.2 dérivée pour le rayonnement synchrotron.

Annexe B

Simulation de l'électronique

Le but de ce travail fut de développer un logiciel qui permette à partir des résultats de la simulation optique de produire un fichier qui ressemble le plus possible à la sortie de l'acquisition réelle. Pour chaque événement nous partons de la liste des photo-électrons avec les temps correspondant à leur émission de la photo-cathode d'un photomultiplicateur donné. Cette liste est fournie par le bloc TEventBlock, qui avec le bloc « entête » TCorsikaEventH[1] (qui contient les paramètres initiaux de la gerbe) constitue l'essentiel de la sortie des phases précédentes de la simulation. Il est néanmoins possible de démarrer la simulation électronique sans fichier issu de la simulation optique dans un des modes suivants (ressemblant à des types de run de l'acquisition réelle) :

- *Piédestaux* – seulement le bruit de fond ajouté
- *Calibration* – les pics correspondent à un nombre donné de photo-électrons sans fluctuation en amplitude
- *Diode* – même chose avec une fluctuation normale en amplitude
- *Laser* – même chose avec une fluctuation en nombre de photoélectrons
- *Injection de charge* – une impulsion de forme choisie dans le fichier de configuration est placée au centre de la fenêtre d'échantillonnage.

Ces modes ont été développés surtout pour la vérification de la chaîne de simulation électronique mais aussi pour tester les méthodes de recherche de pics dans des données plus ou moins bruitées.

B.1 Initialisation

Le démarrage de la simulation est piloté par un fichier de configuration et les paramètres de la ligne de commande (traités en derniers, ils ont donc la priorité). Selon le type de run choisi parmi la liste citée ci-dessus, le type de source est défini. Ensuite le système cherche les databases.

Elles peuvent être chargées à partir d'un fichier d'initialisation de format bloc (par défaut *init.dat*), d'un fichier déjà passé à travers la simulation électronique ou bien à partir d'un fichier de l'acquisition réelle (pour obtenir des résultats correspondant un état de l'expérience presque identique à la réalité). Les blocs manquants sont cherchés sous un format texte dont l'emplacement est donné dans le fichier de configuration.

[1] La structure (et la classe de manipulation) reste la même quelque soit le générateur des gerbes, seulement le numéro du bloc change (6621, 6622...)

Pour la description de l'ensemble de la chaîne électronique on utilise la structure des bases des données INSTRUMENT et WIRING, conçues pour l'initialisation du *MasterRun Controller* de l'acquisition. Au cours du développement, ces structures ont été transformées en classes (avec la possibilité de stockage dans des fichiers de type BLOC et ROOT) qui font maintenant partie de la bibliothèque *libDatabase*.

B.1.1 Instruments

La database décrivant les instruments individuels (INSTR) associe (dès sa conception) à chaque objet les paramètres de base qui concernent la transmission du signal : le temps de transit, l'atténuation et (surtout pour les câbles longs et les retards analogiques) l'élargissement du signal. La calibration temporelle a été faite soigneusement pendant la période initiale de la construction de l'expérience et les valeurs, nécessaires pour la mise-en-temps du signal dans le trigger, ont été remplies de manière précise dans la database. Par contre, la calibration en amplitude, non nécessaire pour l'acquisition, s'est déroulé en plusieurs étapes et de façon moins directe, mesurant en général des valeurs qui incluent plusieurs instruments :

1. la calibration des photomultiplicateurs avec les pré-amplificateurs et les câbles jusqu'à l'arrivée du signal dans la salle de contrôle,
2. la calibration des discriminateurs dans les modules trigger (dits de « Bordeaux ») à travers les retards programmables dans ces modules et les retards fixes éventuels. Cette mesure, faite par Philippe Bruel, n'attribue qu'une seule valeur d'atténuation par module. En mesurant l'amplitude du signal à la sortie « groupe analogique » du module (qui n'est pas forcément le même que celui qui entre dans le discriminateur) on s'est assuré que les différences entre les canaux voisins sont au-dessous de la précision de mesure. La même conclusion a été faite pour la dépendance de l'atténuation en fonction du retard appliqué.
3. la calibration des FADC à travers le splitter qui à la sortie « digitisation » amplifie le signal et ajoute un piédestal fixé.

Les résultats de la calibration en amplitude sont sensibles à la largeur de l'impulsion utilisée. La diminution de l'amplitude du signal, qu'on appelle atténuation, vient de deux effets : les pertes propres et l'élargissement du signal (pour laquelle la surface reste constante). L'élargissement du signal n'est important que pour les câbles les plus longs – ceux des retards fixes et dans les modules des retards analogiques programmables. Les valeurs des premiers ont été mesurées et introduites dans la database, les résultats des études des derniers sont précisés dans le paragraphe 5.3.1.

Il peut se produire aussi une élargissement du signal à travers les splitters et surtout les amplificateurs ; la grandeur de cet effet dépend de la bande passante de ces éléments. Ces valeurs n'était pas encore inclues dans la base de données.

B.1.2 Câblage

Tandis que la structure INSTR est reprise de la bibliothèque *libDatabase* sans modification, les objets contenus dans WIRING sont considérablement agrandis par des méthodes permettant un traitement interne du signal et par des pointeurs qui font les liaisons entre les différents instruments. Ces liens, qui remplacent le système des indices dans *libDatabase*, sont initialisés dans la phase qui suit la création de ces objets, regroupés dans la classe *TWir*. En même

temps on calcule les retards et atténuations (sauf les parties variables) à travers des objets du câblage (les trois éléments de la calibration décrits dans le paragraphe précédent).

B.1.3 Seuils de déclenchement

La structure de la database permet de définir jusqu'à 20 jeux différents de seuils pour chaque groupe. Ce nombre apparaît insuffisant pour des études de taux de déclenchement en fonction du seuil ; les structures de la simulation électronique peuvent garder un nombre beaucoup plus grand de seuils (typiquement 100). Les seuils des groupes sont exprimés en DC (pas de discriminateurs), correspondant à 6-9 mV a l'entrée des modules trigger, soit 1 photoélectron par groupe ou 0.12 photoélectron par voie. Le réglage des seuils, qui est fait de façon à convertir la valeur requise de mV en DC (et de nouveau en mV au moment de comparaison avec le signal qui entre le discriminateur), est relativement grossière (erreur autour de 3%).

B.2 Traitement du signal

B.2.1 Génération des impulsions

Chaque détecteur obtient sa propre copie de la forme d'impulsion choisie. Son amplitude (moyenne) est réglée selon la valeur de la haute tension.[2] Le changement de la largeur d'impulsion de PM avec la HT est aussi prise en compte. Récemment une méthode a été ajoutée permettant de simuler l'effet du couplage capacitif des PMs (tout en gardant l'amplitude et la largeur à mi-hauteur définies dans la database).

Le pas d'échantillonnage du signal choisi est une fraction de la période d'horloge des FADC pour faciliter la conversion du signal traité en données FADC (la valeur traditionnelle de cette fraction GRID=10 permet un échantillonnage suffisamment fin de l'ordre de 0.1 ns).

Un événement « optique » (soit issu de la simulation de gerbe soit généré) est traité de la façon suivante : pour chaque photoélectron son temps d'émission de la photocathode est augmenté du temps de transit du PM correspondant (avec une fluctuation qui dépend aussi de la HT appliquée) et son amplitude est choisie selon une distribution gaussienne montré dans le paragraphe 5.1.3 (décrivant la calibration des phototubes). Comme le temps d'arrivée des photons Čerenkov a été souvent décalé (surtout dans les versions antérieures de la simulation optique) d'une constante globale, le temps moyen d'arrivée des photons dans chaque détecteur est comparé avec le temps théorique (utilisé pour le placement des fenêtres d'échantillonnage) et un décalage global supplémentaire est ajouté pour obtenir les pics Čerenkov bien centrés dans les fenêtres. La taille de ces fenêtres est augmenté d'une certaine fraction (40%) au delà de la largeur des fenêtres lues dans les FADCs (actuellement ≈100 ns) pour ne pas tomber en dehors de cette fenêtre si le déclenchement se produit plus tôt ou plus tard que sa position théorique.

[2] Cette valeur VSET contenue dans la database *Wiring* est souvent fausse : habituellement on recalcule ces valeurs pour obtenir une amplitude identique au paramètre GELECAMPL. Le réglage des hautes tensions peut être lu à partir d'un bloc de type 5200 – la configuration de HT.

B.2.2 Propagation du signal

La fenêtre du signal échantillonné est décrite par un objet de type *THist* contenant une table des valeurs réelles avec des variables qui précisent la taille de cette table, l'échelle verticale, la position du début et le pas d'échantillonnage. La propagation du signal à travers un élément avec un temps de propagation et une atténuation donné est alors très facile : il suffit de modifier la position du début de la fenêtre et l'échelle verticale.

L'effet d'élargissement du signal, important dans les boites trigger, est bien plus difficile à simuler : il nécessite de convoluer le signal avec une gaussienne dont la largeur dépend de la valeur de l'élargissement. C'est la procédure la plus longue de toute la chaîne de la simulation ; de plus il faut séparer le changement de l'amplitude du signal du à l'élargissement de clui du à l'atténuation propre. On a donc décidé d'adopter une méthode approximative mais plus rapide : utiliser dans les voies trigger des impulsions plus larges que dans les voies d'échantillonnage correspondantes. L'approximation est acceptable à condition que la largeur des pics Čerenkov soit principalement due à la largeur des impulsions des PMs. Ces impulsions « trigger » doivent être recalculées chaque fois que les valeurs des retards changent.

Mais on s'est aperçu que cette méthode n'est applicable qu'au premier niveau des modules de déclenchement. La largeur des impulsions après la première sommation (des sous-groupes) dépend du détail de la mise-en-temps (le pas de 1 ns des retards ne permet pas une mise-en-temps exacte) et on ne peut pas connaître le facteur d'atténuation et l'élargissement *à priori*. A partir de ce point on reprend donc la méthode « classique » de convolution. L'approximation suggéré ci-dessus permet néanmoins de réduire le nombre de ces convolutions de 13 à 4.

B.2.3 Génération du bruit

Le bruit, qui est superposé au signal Čerenkov, contient deux composantes : le bruit du ciel nocturne, formé par des impulsions de photoélectrons uniques, et le bruit dit électronique, qu'on simule par des courtes impulsions gaussiennes dont l'amplitude fluctue entre -1 et $+1$ mV.

Le taux de photoélectrons du fond dans chaque détecteur dépend de l'efficacité de collection de la lumière diffuse ; les valeurs relatives sont choisies selon les résultats de la simulation optique, qui calcule cette efficacité (y ajoutant une contribution due a l'albédo de la surface environnante) pour différents pointés allant jusqu'à un angle zénithal de 30° par pas de 5°. Par contre le taux de bruit électronique est le même dans toutes les voies.[3] La valeur absolue du taux de ces deux sources de bruit peut être assez variable (la luminosité diffuse peut changer de plus que 10 pourcents entre les nuits).

Dans des conditions typiques (pour des énergies autour de 100 GeV) le nombre de photoélectrons du fond dans la fenêtre utilisée pour le traitement du signal dépasse largement le nombre de photoélectrons Čerenkov. L'utilisation des blocs de bruit pré-générés permet alors d'accélérer la simulation d'un facteur assez important. La première solution adoptée a été de calculer pour chaque détecteur un bloc de quelques dizaines de microsecondes de bruit avec le taux voulu. Ces blocks sont sauvegardés dans un fichier dont la relecture est accélérée avec un système de *buffers*. Avec un échantillonnage de l'ordre de 0.1 ns chaque bloc contient de l'ordre de 10^5 valeurs : afin de réduire sa taille sur disque les valeurs réelles (=4 octets) sont arrondies aux entiers de type *char* (=1 octet). Le désavantage de cette solution est que le

[3] Les différences entre elles n'ont pas fait l'objet d'une étude systématique mais sont habituellement attribuées au mauvais fonctionnement de certains éléments de la chaîne électronique (p.ex. les amplificateurs).

choix d'une nouvelle cible ou la modification globale du taux de bruit nécessite la génération d'un nouveau fichier (d'une taille de l'ordre du mégaoctets). Dans la solution actuelle le taux choisi est obtenu en ajoutant les fenêtres des blocks générés pour les taux de 1 GHz, 0.5 GHz, 0.25 GHz... (8 blocs au total donnent la précision suffisante de 8 MHz). L'imperfection de cette solution repose dans l'utilisation d'une seule forme d'impulsion pour tous les détecteurs. On accepte cette approximation en supposant que l'effet des petites différences des largeurs d'impulsions entre les PMs (selon la haute tension appliquée) et de l'élargissement des impulsions à travers les retards dans le trigger est bien moins important pour le bruit de fond que pour les caractéristiques des pics Čerenkov. Le piédestal du fond est modifié afin d'obtenir une valeur moyenne égale à 0, simulant ainsi l'effet du couplage capacitif des PMs.

B.2.4 Décision de déclenchement

Une fois toutes les voies d'une groupe mises en temps et sommées, on cherche le premier endroit où la valeur du signal sommé dépasse le seuil choisi (cette procédure est répété pour toutes les seuils activés).[4] La calibration des discriminateurs ayant été faite à travers les modules trigger, la valeur en mV qui correspond au seuil choisi est comparée avec le signal de la somme de groupe sans atténuation. L'atténuation (qu'on suppose être constante – autour de 0.3 – dépendant légèrement du retard programmé) est appliquée après la décision de déclenchement pour obtenir le signal de la sortie analogique du module qui peut éventuellement être transmis dans un voie de digitisation.

B.2.5 Le voteur majoritaire

Quand le discriminateur d'un module déclenche, le signal rectangulaire (avec une largeur et une position du front monté retardée selon le réglage des portes programmables) est ajouté dans la fenêtre appartenant à l'objet de la classe *Trig*, décrivant le niveau supérieur de trigger, le voteur majoritaire. Le moment du déclenchement global correspond à la position dans cette fenêtre où la valeur atteint la multiplicité exigée. Mais en réalité, le voteur majoritaire utilisant un système de « *pattern search* », cette coïncidence devrait durer au moins le temps nécessaire pour obtenir la réponse de la mémoire du voteur, recherchée avec une fréquence de 200 Mhz.

En conséquence, le temps minimal de coïncidence exigé pour le déclenchement (i.e. dans la simulation la largeur minimale du pic, au-dessus la valeur exigée, dans la fenêtre du trigger global) est tiré aléatoirement entre 0 et $t_p \approx 5\,\mathrm{ns}$.

B.2.6 Temps mort

Selon les caractéristiques des retards logiques décrites dans le paragraphe 5.3.2 chaque groupe est inactif pendant un temps de l'ordre d'une centaine de nanosecondes après son déclenchement (et génération de la porte retardée). Cet intervalle dépasse la taille de fenêtre où on génère le signal – pour cette raison les effets de temps mort ne peuvent pas être traité directement dans la simulation. Les résultats (comme le taux de déclenchement attendu) sont donc calculés en négligeant le temps mort et le taux de déclenchement final est obtenu selon la formule analytique

$$f' = f\frac{1}{1+f\,T},$$

[4] La fenêtre pour une telle recherche est d'ordinaire plus étroite que la fenêtre digitisée (les paramètres PRETRG et SUFTRG) – afin de limiter la probabilité de déclenchement sur des fluctuations de bruit.

où T est le temps d'inactivité après le déclenchement d'une groupe. Pour plus de détails, consultez [29, pp.90].

B.3 Sortie et analyse

Une fois le moment du déclenchement global déterminé, on connaît la position du début de la fenêtre de chaque voie d'échantillonnage dont le contenu sera écrit sous forme de blocs d'événement FADC. Afin que cette fenêtre ne tombe jamais en dehors de la fenêtre simulée, cette dernière est un peu plus large – de 30 à 40% – que la taille de fenêtre d'échantillonnage définie dans la database et le moment de déclenchement de chaque groupe est limité à un intervalle autour de son centre, la position théorique du signal Čerenkov sommé.

En plus des données digitisées la sortie de la simulation contient des blocs décrivant les conditions de déclenchement : soit un bloc simple indiquant les groupes qui ont déclenché, soit les temps de déclenchement de ces groupes (pour tous les jeux de seuils définis) ou même les caractéristiques des signaux dans les sommes groupe (amplitude, largeur et position) qui permettent de reconstruire la décision de déclenchement « hors-ligne » (avec une meilleure précision qu'en cas de reconstruction des sommes groupe à partir des données digitisées).

Les méthodes de calcul de ces caractéristiques des signaux font partie de manière standard de la classe *THist* utilisée pour le traitement du signal. Elles ont servi principalement pour vérifier la présence du signal à travers le détecteur simulé, surtout dans les phases de développement du code de simulation. Elles n'ont ni le pouvoir de recherche de pics comme celles utilisées dans l'analyse ni la précision donnée par l'ajustement des fonctions choisies. Cependant, elles permettent de remplir les tables d'analyse (les arbres de ROOT) conçues pour des études interactives de relations entre les valeurs initiales et finales de la simulation.

B.4 L'ajustement des paramètres

Le nombre de variables pouvant affecter les résultats de la simulation et auxquelles on peut penser est très important, mais on s'intéressera surtout à celles dont l'influence sur les caractéristiques physiques est la plus forte. Pour certaines il y a des moyens de mesure directe, en examinant séparément des divers éléments de l'électronique. Les résultats de la calibration ont été détaillés dans le chapitre 5 : la forme de l'impulsion (par˙5.1.2.1), son élargissement à travers les modules de déclenchement (par˙5.3.1) et le choix du bruit de fond (par˙5.2.3.1). Parfois on peut constater des contradictions entre ces mesures : p.ex. l'étude de la fonction d'autocorrélation donne des impulsions plus larges que celles obtenues directement à l'oscilloscope. La décision finale devra être basée sur l'ajustement des paramètres liés directement aux observables d'analyse : les paramètres des pics Čerenkov dans les voies individuelles et dans les sommes de groupe après la mise en temps.

Annexe C

Conversion en énergie

Les études suivantes sont basées sur les résultats de la seule simulation optique. Nous disposons de fichiers contenant des nombres de photoélectrons par détecteur pour des gerbes générées sous différentes conditions. Dans les fichiers crées par ISU (le générateur de gerbes intégré dans le code de simulation optique) les rayons gamma primaires tombent uniformément sur un cercle de 300 m de diamètre, avec une énergie tirée aléatoirement selon une distribution de loi de puissance (l'index spectral différentiel -2.0) entre 10 et 1000 GeV. Les lots de donnés disponibles nous permettent deux études principales :

- la dépendance avec *l'angle horaire* – une source de gerbes dans la direction du Crabe 0, 30, 60, 90 et 120 minutes après le transit ;
- la dépendance avec *l'altitude de pointé* – pour une source au zénith la simulation optique a produit des blocs multiples (la même gerbe enregistrée sous différentes conditions du détecteur) pour 7 différentes altitudes de pointé : 8, 11, 14, 17, 20, 25 et 30 km

C.1 Paramétrisation

Nous allons d'abord justifier le choix de la formule 8.2.

La formule de Greisen donne une estimation du nombre d'électrons au niveau du maximum du développement de la cascade électromagnétique

$$n_e = \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp\left[t\left(1 - \frac{3}{2}\log\frac{3t}{t+2y}\right)\right],$$

où $y = \log(E/E_{crit})$ et $t = X/X_0$ est la profondeur de l'atmosphère en longueurs de radiation. En ne gardant que les termes dépendant de y

$$\log n_e = p_0 - \frac{1}{2}\log y + p_1 \log(\frac{1}{3} + \frac{y}{p_1})$$

où $p_1 = \frac{3}{2}t$. Le nombre de photons est à peu près proportionnel au nombre d'électrons (ou de positons), les émetteurs principaux de la lumière Čerenkov. Pour les paramètres typiques de p_1 on peut négliger le deuxième terme par rapport au troisième, arrivant ainsi à la formule 8.2.

Nous pouvons désormais remplacer deux paramètres de la formule

h_{ang}[deg]	r_0[m]	n_0	n_1	w_0	w_1[m]
0	52.475	115.45	-1.252	6.238	9.427
30	54.203	106.76	-1.711	6.313	9.657
60	54.362	115.45	-1.503	6.373	9.855
90	56.333	123.23	-1.598	6.375	10.136
120	60.501	117.41	-2.133	6.336	10.513

TAB. C.1 – Paramètres ajustés de la formule C.1 obtenus par une simulation du Crabe

$$n(E,r) = E\,\frac{n(E)}{1+\exp\frac{r-r_0}{w(E)}}$$

par les expressions

$$n(E,r) = \exp\left(n_0 + n_1 \log\left(\frac{1}{3} + \frac{\log\, E/E_{crit}}{n_1}\right)\right)\,\frac{E}{1+\exp\left(\frac{r-r_0}{w_1}\,(w_0 + \log\, E/E_{crit})\right)}. \quad \text{(C.1)}$$

Les cinq paramètres ajustés pour les différentes directions d'observation sont donnés dans le tableaux C.1.

Pour le lot des données simulées avec un spectre continu (le cas de simulations d'ISU utilisées ici) les paramètres n_0 et n_1 peuvent être recalculés par l'ajustement de la fonction

$$n^{cor}(E) = \exp\left(n_0 + n_1 \log\left(\frac{1}{3} + \frac{\log\, E/E_{crit}}{n_1}\right)\right), \quad \text{(C.2)}$$

où

$$n^{cor}(E) = n(E,r)\left(1+\exp\left(\frac{r-r_0}{w_1}\,(w_0 + \log\, E/E_{crit})\right)\right)$$

est le nombre des photons Čerenkov corrigé pour la dépendance du paramètre d'impact r.

Évidemment, la fonction C.1 n'est pas inversible pour obtenir directement $E(n,r)$. Nous transformons C.1 en

$$E(n,r) = \exp\left(\exp\, n_1\left(\frac{\log\, n^{cor} - n_0}{n_1} - \frac{1}{3}\right)\right)$$

où n^{cor} est calculé pour une énergie choisie, et elle est réintroduite par les itérations.

C.2 L'altitude de pointé

Nous disposons aussi de simulations où pour chaque gerbe le passage des photons Čerenkov par l'optique est répété plusieurs fois pour différentes altitudes de pointé (il s'agit de gerbes gamma dans la direction du zénith). Une analyse analogue à celle concernant la dépendance avec l'angle horaire, donne les résultats résumés dans le tableauC.2.

On constate une variation bien plus forte que dans le paragraphe précédant. La distribution devient plus plate lorsque l'on pointe plus haut, alors que la quantité de la lumière collectée

alt[km]	r_0[m]	n_0	n_1	w_0[m]	w_1[m]
8	33.40	2.37	12.89	-1.86	131.6
11	49.60	6.55	10.31	-0.621	147.1
14	57.90	5.97	9.68	-0.108	159.4
17	63.30	5.48	9.16	0.995	198.4
20	68.20	5.18	8.85	2.527	245.0
25	74.90	4.91	8.65	4.263	306.7
30	79.80	4.81	8.65	4.635	328.6

TAB. C.2 – Paramètres ajustés selon la formule C.1 obtenues pour différentes altitudes de pointé.

décroît (à partir de 11 km). La dépendance de r_0 avec l'altitude peut être ajustée par un logarithme

$r_0[\mathrm{m}] = 12.68 + 20.81 \log(alt[\mathrm{km}] - 5.77)$,

tandis que pour les autres on utilise une forme exponentielle

$w_0 = 14.73 - 20.56 \exp(-0.0024\, alt[\mathrm{km}])$,

$w_1[\mathrm{m}] = 127.7 + 207.8/(1 + \exp(-alt[\mathrm{km}] + 19.67)/3.20)$,

$n_0 = 4.86 - 24.33 \exp(-0.221\, alt[\mathrm{km}])$,

$n_1 = 8.69 + 42.22 \exp(-0.273\, alt[\mathrm{km}])$.

Les ajustements des 3 premières fonctions sont montrés sur la figure C.1.

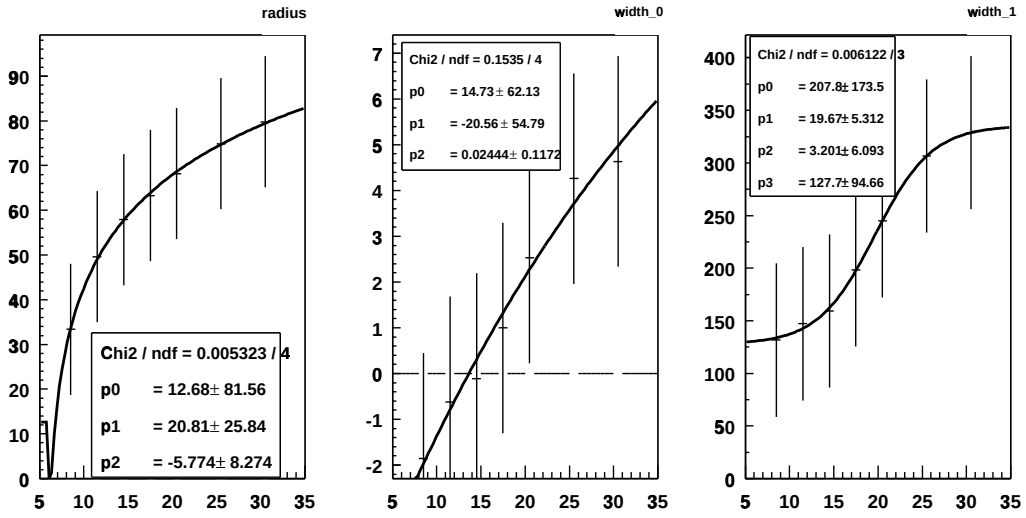


FIG. C.1 – Les paramètres r_0, w_0 et w_1 (en mètres) en fonction de l'altitude de pointé (en km).