THÈSE

DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité
Champs, Particules, Matière

présentée par

Julien GUY

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Premiers résultats de l'expérience HESS et étude du potentiel de détection de matière noire supersymétrique

Soutenue le 20 mai 2003
devant le jury composé de :

MM.	J.-E. AUGUSTIN	
	M. BAUBILLIER	Président
	B. DEGRANGE	
	G. FONTAINE	Rapporteur
	W. HOFMANN	
	P. SALATI	Rapporteur
	P. VINCENT	

Sa belle a insisté,
Jeannot a obtempéré.
Il a repeint son vélo,
en rose rigolo.
Il a fait moult simulations,
mettant le feu au Monte-Carlo en action.
Puis, il a écrit et même raccourci,
sans s'arrêter au premier souci.
Mon Jeannot a repris son vélo,
son casque et son rasoir qui lui sert de radio.

Pacman Tyranik, avril 2003

Table des matières

Introduction

Les observations récentes du fond micro-onde cosmologique, des grandes structures de l'univers et des supernovae de type Ia à grande distance sont interprétées dans le cadre du modèle cosmologique suivant : la densité d'énergie est aujourd'hui dominée par un terme d'énergie noire s'apparentant à une constante cosmologique ; l'univers est composé en majeure partie de matière noire non-baryonique, interagissant faiblement. Celle-ci est non-relativiste au moment du découplage matière rayonnement. En outre, il est maintenant démontré que la densité totale d'énergie est très proche de la densité critique, en accord avec les modèles d'inflation. De nombreux projets expérimentaux visent à affiner encore ces mesures avec des détecteurs embarqués en satellite comme Planck pour la mesure du fond micro-onde cosmologique, et SNAP pour l'étude des supernovae de type Ia. Ces expériences apporteront des éléments de réponse quant à la nature de l'énergie noire mais ne permettront pas de contraindre la nature de la matière noire non-baryonique.

Un autre sujet est l'étude de la matière noire à l'échelle galactique. Le scénario de formation hiérarchique des structures prédit des halos étendus englobant les galaxies comme la Voie Lactée, avec des profils de densité piqués dans leur région centrale. Ce modèle prédit aussi une nature fractale de la distribution de matière noire, avec des structures de petite taille dans les halos galactiques. Les observations des distributions et des vitesses des étoiles et du gaz dans les galaxies ne permettent pas aujourd'hui de tester précisément ces prédictions.

La physique des particules cherche à mettre en évidence l'existence de nouvelles particules prédites par la supersymétrie, théorie qui pallie un certain nombre de problèmes du modèle standard de physique des particules. Dans sa réalisation minimale, la supersymétrie fournit un candidat pour cette matière noire, sous forme de neutralino, une particule massive interagissant faiblement. Cette particule est aujourd'hui activement recherchée dans les détecteurs sur accélérateurs de particules. Il s'agit d'un des thèmes principaux de recherche du collisionneur LHC en construction au CERN.

La mise en évidence de ce neutralino comme particule de matière noire apporterait de nombreux éléments de réponse à ces problématiques qui concernent la cosmologie, la dynamique des galaxies, et la physique des particules. On cherche sa trace de façon directe en essayant de le mettre en évidence dans des collisions avec des noyaux, et de façon indirecte par ses produits d'annihilation. Une signature possible serait la présence d'un excès d'antiprotons et de positrons dans le spectre des rayons cosmiques par rapport aux modèles de propagation.

Une autre voie de recherche vient de l'astronomie gamma. Les neutralinos en s'annihilant donnent un spectre composé d'un continuum (pour des énergies inférieures à la masse du neutralino) et de deux raies d'annihilation. L'identification de telles raies spectrales dans les halos de matière noire signerait directement la présence en nombre d'une particule massive. D'autre part, la distribution angulaire de l'émission gamma permettrait de sonder la distribution de matière noire.

L'objectif de cette thèse est d'estimer le potentiel de détection d'un tel signal par le réseau d'imageurs Cherenkov HESS. Ce dernier est un instrument de nouvelle génération avec un seuil en énergie deux fois plus petit que celui des détecteurs précédents. La technique d'imagerie Cherenkov permet en outre d'obtenir des surfaces de collection supérieures de plusieurs ordres de grandeur à celles des détecteurs embarqués en satellite.

L'estimation de la sensibilité du détecteur nécessite une étude approfondie de la réponse de l'atmosphère, de celle de l'instrument, ainsi que la mise en place d'outils d'analyse permettant d'extraire le signal gamma du bruit de fond, constitué majoritairement de gerbes de rayons cosmiques. Dans une première partie, nous décrivons la modélisation du développement des gerbes atmosphériques, puis nous présentons le détecteur qui fonctionne depuis juin 2002. Une partie importante de la thèse est dédiée à l'étalonnage de l'instrument, et à la comparaison des prédictions de la simulation avec les données. Nous présentons enfin l'analyse des données de la nébuleuse du Crabe, analyse conduisant à la mise en évidence d'un signal significatif et permettant une mesure de son flux. Nous montrons que ces données valident l'ensemble de la chaîne de simulation et d'analyse.

Nous présentons ensuite le cadre théorique de la recherche de matière noire supersymétrique. Cela nécessite l'étude des contraintes actuelles sur la distribution de matière noire dans les galaxies. Nous détaillons l'étude du centre galactique et proposons un modèle permettant de contraindre le profil de densité de matière noire dans l'amas globulaire Omega du Centaure. Suite à une sélection des modèles supersymétriques en accord avec les limites des expériences en accélérateur, et donnant une densité relique de matière noire compatible avec les observations cosmologiques, nous en déduisons le potentiel de détection de HESS.

Chapitre 1

Astronomie gamma des hautes énergies

L'astronomie gamma désigne l'astronomie des photons d'énergie supérieure à 10 keV. Nous appellerons gamma de haute énergie les photons d'énergie supérieure à 10 GeV.

L'émission gamma observée à haute énergie est associée à des phénomènes non-thermiques. Ces photons sont émis par des particules chargées relativistes interagissant dans le milieu qu'elles traversent. L'interaction avec le champ magnétique environnant conduit à une émission synchrotron qui s'observe à toutes les longueurs d'onde, du domaine radio jusqu'aux hautes énergies. La diffusion Compton d'électrons relativistes sur des photons de basse énergie peut propulser ces derniers à des énergies beaucoup plus importantes. Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) des particules chargées sur les atomes du milieu interstellaire conduit aussi à une émission de haute énergie. Enfin, les interactions hadroniques produisent des pions neutres qui se désintègrent en gamma.

La mise en évidence de sources de photons gamma de haute énergie signe donc la présence de particules chargées de haute énergie. La mesure du spectre, de la distribution spatiale du flux gamma et de sa variabilité permet d'étudier les processus d'accélération de ces particules chargées. Cette discipline joue un rôle fondamental pour comprendre la nature des sources de rayons cosmiques observés au niveau de la Terre. Leur densité d'énergie est du même ordre de grandeur que celle du champ magnétique interstellaire, de la densité d'énergie radiative des étoiles et du fond micro-onde cosmologique. Cette thématique fait donc intégralement partie de l'étude de la dynamique de la galaxie, et en particulier de son bilan énergétique.

La luminosité de certaines sources est dominante dans le domaine d'énergie gamma. C'est le cas d'une sous-classe des noyaux actifs de galaxie (BL Lac). L'observation de cette composante spectrale de haute énergie est donc cruciale pour modéliser ces objets. Il est probable que cette émission ait lieu dans des jets de particules relativistes, jets dont la source d'énergie est l'accrétion gravitationnelle de matière sur un objet central compact de plusieurs millions de masses solaires. Ce phénomène extrême se retrouve à plus basse énergie dans les objets de masse stellaire tels que les micro-quasars. Des jets de plus basse énergie sont aussi observés dans les étoiles en formation. La compréhension de ce mécanisme d'accrétion-éjection observé à de nombreuses échelles est un des thèmes majeurs de l'astrophysique.

Les sources extragalactiques observées au TeV se trouvent à plusieurs centaines de mega-parsecs de la Terre. Les photons gamma dans le domaine d'énergie du TeV interagissent avec le fond infrarouge inter-galactique en formant des paires électron-positron. Le spectre observé depuis la Terre est ainsi partiellement absorbé à haute énergie. Dans le cas où le spectre initial peut être contraint par un modèle ajusté sur la composante de basse énergie (non absorbée), il est possible de contraindre la densité de surface des photons infrarouges. Ces résultats sont importants, car le fond infrarouge extragalactique est difficile à évaluer directement depuis la Terre, à cause d'une importante contamination locale au niveau du système solaire et de la Voie Lactée. Ce fond extragalactique est fonction du taux de formation stellaire au cours de l'évolution de l'univers et de la densité de poussières. En absorbant la composante optique, les poussières émettent une radiation thermique à plus basse énergie.

Enfin, les sources de rayons gamma aux énergies du TeV fournissent un faisceau de particules à des énergies encore jamais atteintes par les accélérateurs. L'astronomie gamma des hautes énergies est donc un laboratoire pour tester les théories de physique des particules prédisant l'existence de particules massives produites dans les interactions de haute énergie, ou de particules stables datant de la naissance de l'univers. L'astronomie permet aussi de sonder de très grands volumes et donc de mettre en évidence des phénomènes rares hors de portée des expériences actuelles en laboratoire.

Le développement de cette discipline, très riche en thèmes de physique, a longtemps été freinée par des difficultés expérimentales. En effet, les photons gamma ne peuvent pas être détectés directement depuis le sol car ils interagissent dans l'atmosphère. D'autre part, ces photons ne peuvent être focalisés, ce qui nécessite des détecteurs ayant une large surface d'interaction. Nous décrirons les techniques de détection en astronomie gamma dans une première partie, en présentant les détecteurs existant actuellement ainsi que les projets futurs. Dans une deuxième partie, nous présenterons les principaux résultats obtenus à ce jour.

1.1 Techniques de détection en astronomie gamma

1.1.1 Les principes

Deux stratégies de détection sont envisageables : la première consiste à embarquer les détecteurs en satellite, et la deuxième à observer les produits d'interaction des gammas dans l'atmosphère. Le choix de l'une ou l'autre de ces stratégies est dicté par les deux constats suivants : la surface de collection des détecteurs en satellite est limitée, et les détecteurs au sol sont sujets à un important bruit de fond.

Surface de collection

Les détecteurs embarqués en satellite sont limités en poids, en volume et en consommation électrique. Comme les gammas ne peuvent être focalisés, la surface de collection de ces détecteurs est égale à leur surface d'interaction. Cette surface faible, de l'ordre du mètre carré, limite actuellement la sensibilité des détecteurs en satellite à haute énergie. En effet, les processus d'émission de photons de haute énergie produisent des spectres décroissants fortement en fonction de l'énergie. Un spectre typique suit une loi de puissance

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} \propto E^{-\alpha} \tag{1.1}$$

α est l'indice spectral différentiel typiquement compris entre 1.5 et 3.

Ainsi l'étude d'une source de haute énergie nécessite d'avoir une surface de collection $\mathcal{A}$ plus importante à haute énergie qu'à basse énergie, typiquement avec $\mathcal{A} \propto E^2$, afin d'obtenir de la statistique sur l'ensemble de la gamme en énergie.

Au-delà d'une certaine énergie, les détecteurs au sol sont donc plus appropriés car l'atmosphère constitue un volume d'interaction supérieur.

Seuil en énergie et réjection du bruit de fond

Alors qu'en satellite, les rayons cosmiques chargés peuvent être identifiés facilement par un détecteur d'anti-coïncidence entourant la zone active de l'instrument, il est nettement plus difficile au sol de séparer les gerbes atmosphériques de gamma de celle des rayons cosmiques chargés.

Une technique consiste à échantillonner la distribution au sol des électrons et des muons produits dans les gerbes. Les détecteurs sont disposés sur un réseau permettant de couvrir une surface importante afin de contenir le coeur de la gerbe et de reconstruire la distribution latérale de densité des particules. Cette méthode n'est sensible qu'aux gerbes de haute énergie (supérieure au TeV) pénétrant profondément dans l'atmosphère.

Un autre technique consiste à récolter une fraction de la lumière Cherenkov produite par les particules chargées de la gerbe électromagnétique. Cette lumière Cherenkov est absorbée dans l'ultraviolet et domine dans le domaine de longueur d'onde optique. Elle est contaminée par la lumière diffuse de l'atmosphère qui limite la sensibilité des détecteurs en dessous d'un seuil en énergie. On tire cependant partie de deux effets. D'une part, la distribution angulaire des photons Cherenkov est concentrée ce qui permet de déclencher l'instrument sur un angle solide réduit (Ω) limitant le bruit. D'autre part, la durée du signal (Δt) n'est que de quelques nanosecondes. Un détecteur possédant une électronique rapide pour le déclenchement et un temps d'intégration du signal bref peut donc considérablement réduire le bruit et donc baisser son seuil en énergie.

Deux classes de détecteur

Les techniques expérimentales de l'astronomie gamma sont donc séparées en deux classes, l'une en satellite, limitée par la statistique pour des énergies supérieures à une dizaine de GeV, et l'autre au sol, utilisant l'atmosphère comme calorimètre et limitée à basse énergie par le bruit de fond de ciel pour des énergies de l'ordre de 50–100 GeV. Un des enjeux de ces deux techniques est de parvenir à combler la gamme en énergie comprise entre 10 et 100 GeV. Un tel recouvrement permettrait une inter-calibration des détecteurs ; c'est l'un des enjeux des détecteurs futurs. Nous allons maintenant décrire les principaux instruments existants et les projets pour ces deux classes de détecteurs.

1.1.2 Les détecteurs en satellite

Naissance de l'astronomie gamma en satellite

Le ciel gamma s'est ouvert en 1972 avec le lancement du satellite SAS-II qui a mis en évidence trois pulsars : Le Crabe, Vela et Geminga. Suite à ce résultat, le satellite COS-B a permis une première cartographie du ciel gamma dans la gamme d'énergie 2 keV–5 GeV. Le fond diffus galactique et 25 sources ont été détectés dont le quasar 3C273.

L'avènement de l'astronomie gamma avec l'observatoire CGRO

L'astronomie gamma est parvenue à maturité avec le satellite CGRO ("*Compton Gamma Ray Observatory*") [1], mis sur orbite en 1991, et contenant à son bord quatre instruments, BATSE, OSSE, COMPTEL et EGRET.

Ces instruments ont permis une large couverture spectrale sur trois ordres de grandeur en énergie, de 20 keV à 30 GeV. Ce satellite a fonctionné pendant dix ans avant d'être perdu en 2000, suite à une panne de gyroscopes.

BATSE était dédié à l'observation des sursauts gamma à partir de scintillateurs NaI sur une gamme en énergie de 20–100 keV, son champ de vue couvrant l'ensemble du ciel. Il a permis l'identification de plus de 2700 sursauts gamma. Le spectromètre OSSE dans la gamme d'énergie de 50 keV

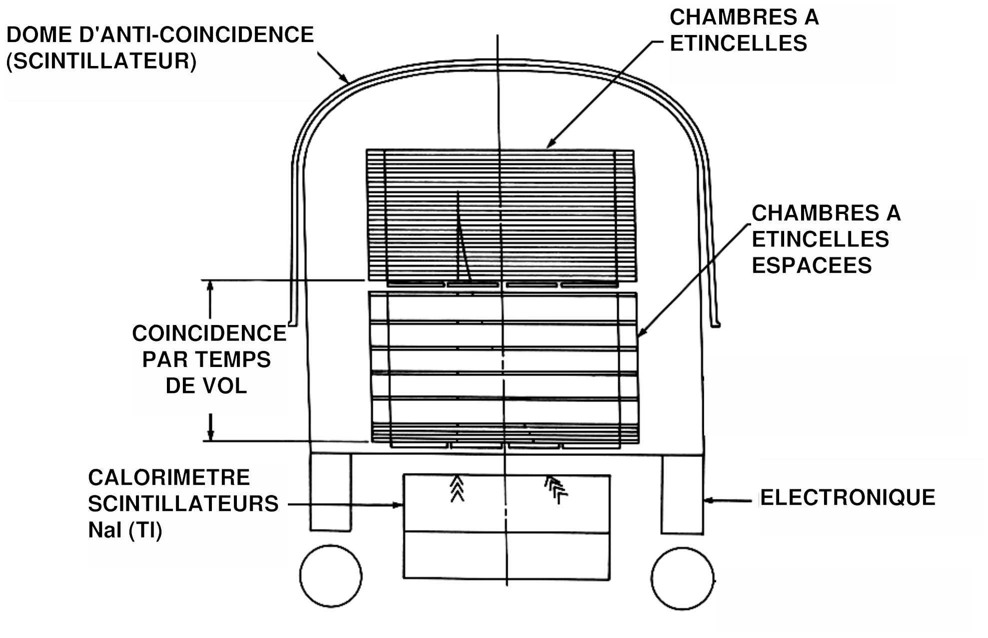


FIG. 1.1: *Schéma de principe du détecteur EGRET.*

à 10 MeV était dédié à l'étude des raies nucléaires et au signal d'annihilation d'électron positron. COMPTEL utilisait l'effet Compton dominant dans la gamme 1–30 MeV pour reconstruire la direction de provenance du gamma à partir de deux niveaux de détection. Le gamma est diffusé dans un scintillateur liquide puis absorbé dans un cristal NaI. Cela permet de reconstruire la direction de diffusion du gamma et d'estimer l'angle de diffusion à partir de la mesure de l'énergie de l'électron diffusé et du gamma. On connaît ainsi la direction de provenance du gamma à un angle azimutal près, sur un cône centré sur la direction du gamma diffusé.

A plus haute énergie, entre 20 MeV et 30 GeV, le détecteur EGRET utilisait la conversion du gamma en une paire d'électron positron. Le schéma de principe de ce détecteur est représenté figure 1.1. La direction des électrons est mesurée dans une chambre à étincelles puis leur énergie est estimée dans un calorimètre de huit longueurs de radiation. Une mesure de temps de vol est réalisée par plusieurs plans de scintillateurs placés entre la chambre à étincelles et le calorimètre. Un scintillateur en forme de dôme couvrant l'ensemble du détecteur permet de rejeter les rayons cosmiques chargés.

EGRET a permis une mesure plus précise du fond diffus galactique et mis en évidence 271 sources [2] représentées figure 1.2. Parmi ces sources se trouvent cinq pulsars, 93 blazars dont 66 clairement identifiés. 170 sources ne sont pas identifiées. La majeure partie d'entre elles sont probablement galactiques du fait de leur distribution spatiale et pourraient être des restes de supernovae ou des pulsars qui n'ont pas encore été mis en évidence dans d'autres domaines de longueur d'onde.

Les détecteurs futurs au GeV

Le domaine d'énergie exploré par EGRET sera bientôt couvert par l'expérience AGILE prévue d'être lancée en 2004 puis par GLAST en 2006.

Le détecteur AGILE

AGILE est un détecteur de petite taille, il sera le seul instrument en fonctionnement dans la gamme en énergie du GeV en attendant la mise en orbite de GLAST (voir figure 1.10). Il est construit sur le même principe qu'EGRET avec un détecteur de traces et un calorimètre. Ce

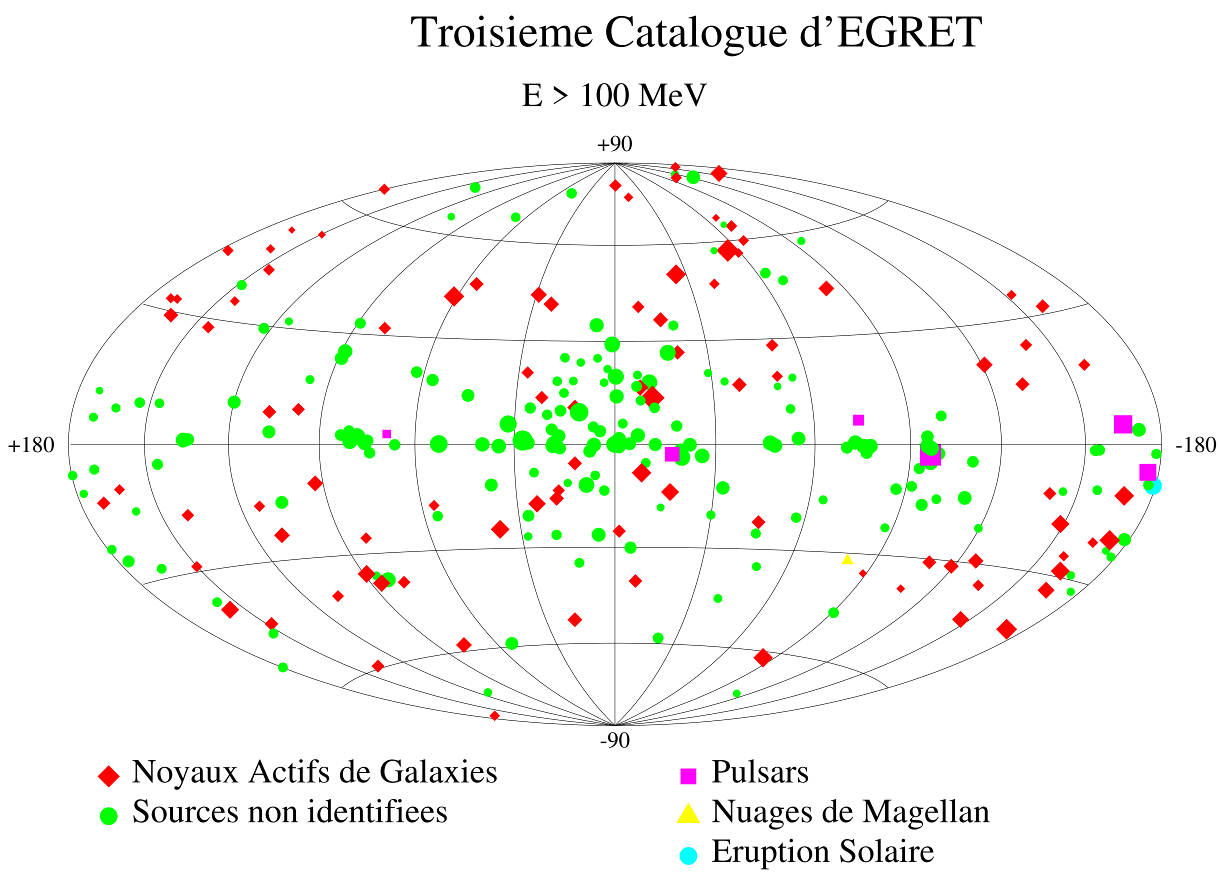


FIG. 1.2: *Carte des sources détectées par EGRET en coordonnées galactiques. Cette figure est tirée de [4].*

dernier est cependant très mince avec seulement 1.5 longueurs de radiation ne permettant pas une mesure précise de l'énergie du gamma.

La figure 1.3 montre que sa surface de collection est plus petite que celle d'EGRET pour des photons sur axe optique. Sa résolution angulaire est cependant meilleure de sorte que sa sensibilité pour la détection d'une source ponctuelle est plus importante.

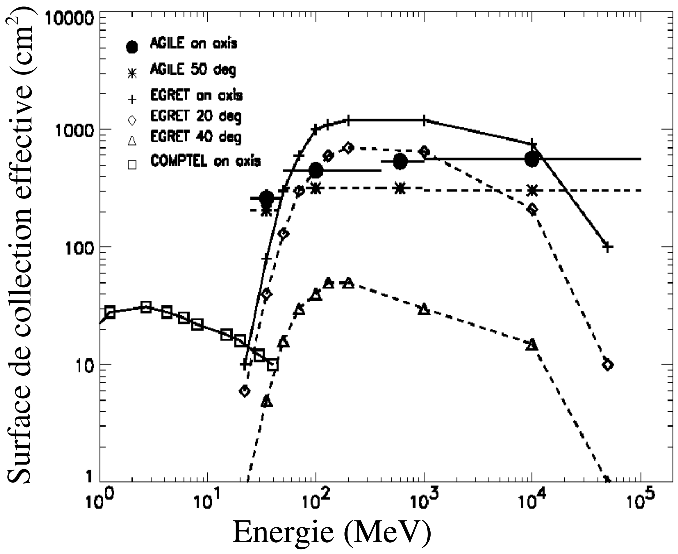
Le satellite GLAST

Le détecteur LAT ("*Large Area Telescope*") du satellite GLAST ("*Gamma-Ray Large Area Space Telescope*") sera en revanche beaucoup plus performant, couvrant une gamme en énergie de 20 MeV à 300 GeV, l'énergie supérieure étant principalement définie par la limitation en nombre d'événements attendus.

Ce détecteur est composé de 4×4 tours juxtaposées (voir figure 1.4). Chaque tour est pourvue d'un détecteur de traces constitué de couches de tungstène pour le développement de la gerbe et des pistes de silicium dont l'orientation est changée de 90° d'une couche à l'autre afin d'obtenir une reconstruction tridimentionnelle de la gerbe.

Afin de limiter les effets de la diffusion multiple sur la résolution angulaire pour les gammas de basse énergie, tout en conservant un taux de conversion important pour les gammas de plus haute énergie, les douze premières couches de tungstène ont une épaisseur de 0.03 longueurs de radiation et les quatre dernières une épaisseur de 0.18 longueurs de radiation.

Un calorimètre composé de 96 cristaux de CsI est situé sous ce détecteur. Chaque cristal est pourvu d'un système de lecture à chaque extrémité permettant d'obtenir une image des gerbes de haute énergie qui améliore la résolution en énergie. Ce calorimètre de 8.5 longueurs de radiation permet d'obtenir une résolution en énergie de 5% pour des gammas de 1 GeV. L'en-



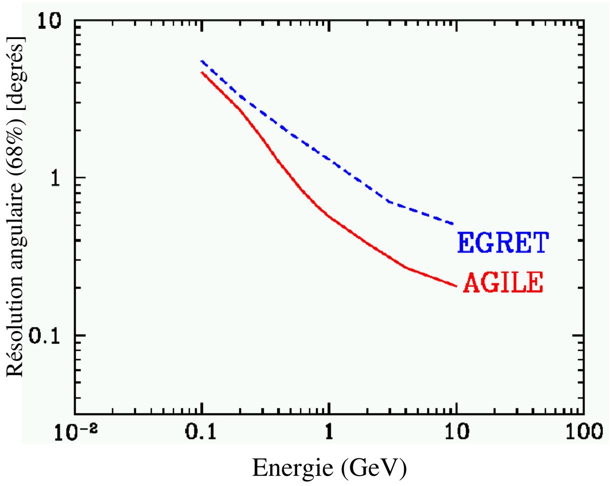


FIG. 1.3: *A gauche, surface effective de collection du détecteur AGILE en fonction de l'énergie du gamma en MeV pour plusieurs distances angulaires à l'axe de l'instrument comparée à celle d'EGRET. A droite, résolution angulaire (à 68% de niveau de confiance) d'AGILE et d'EGRET en fonction de l'énergie du gamma. Ces figures sont tirées de [3].*

	EGRET	AGILE	GLAST (LAT)
Domaine d'énergie (GeV)	0.02–30	0.02–50	0.02–300
Champ de vue	1 sr	3 sr	3 sr
Surface effective maximale (cm^2)	1100	600	10000
Résolution en énergie à 1 GeV	8%	100%	5%
Résolution angulaire (68%) à 1 GeV (degrés)	1.2	0.6	0.5

TAB. 1.1: *Performances des détecteurs au GeV en satellite EGRET, AGILE et GLAST.*

semble du détecteur de traces est couvert de tuiles de scintillateur organique afin de rejeter des déclenchements dus aux rayons cosmiques.

Les performances attendues sont comparées à celles d'EGRET sur la figure 1.5. La surface efficace de détection est dix fois plus importante que celle d'EGRET avec une valeur maximale de 1 m^2 sur axe pour des gammas d'énergie supérieure au GeV. Le gain en résolution angulaire est d'un facteur cinq. Le champ de vue du LAT est aussi très important, la perte d'efficacité pour un angle d'incidence de 45° par rapport à l'efficacité sur axe n'est que de 40%. La grande surface de collection, la résolution angulaire, et le grand champ de vue du LAT donnent un gain en sensibilité d'un facteur 50 par rapport à EGRET pour la détection d'une source ponctuelle hors du plan galactique.

La figure 1.6 montre le nombre cumulé de blazars en fonction de leur flux intégré au-dessus de 100 MeV. Cette fonction est tirée d'un modèle basé sur les données d'EGRET. On s'attend à ce que GLAST détecte plus de 2000 blazars compte tenu de sa sensibilité.

Les performances des détecteurs EGRET, AGILE et GLAST sont résumées table 1.1.

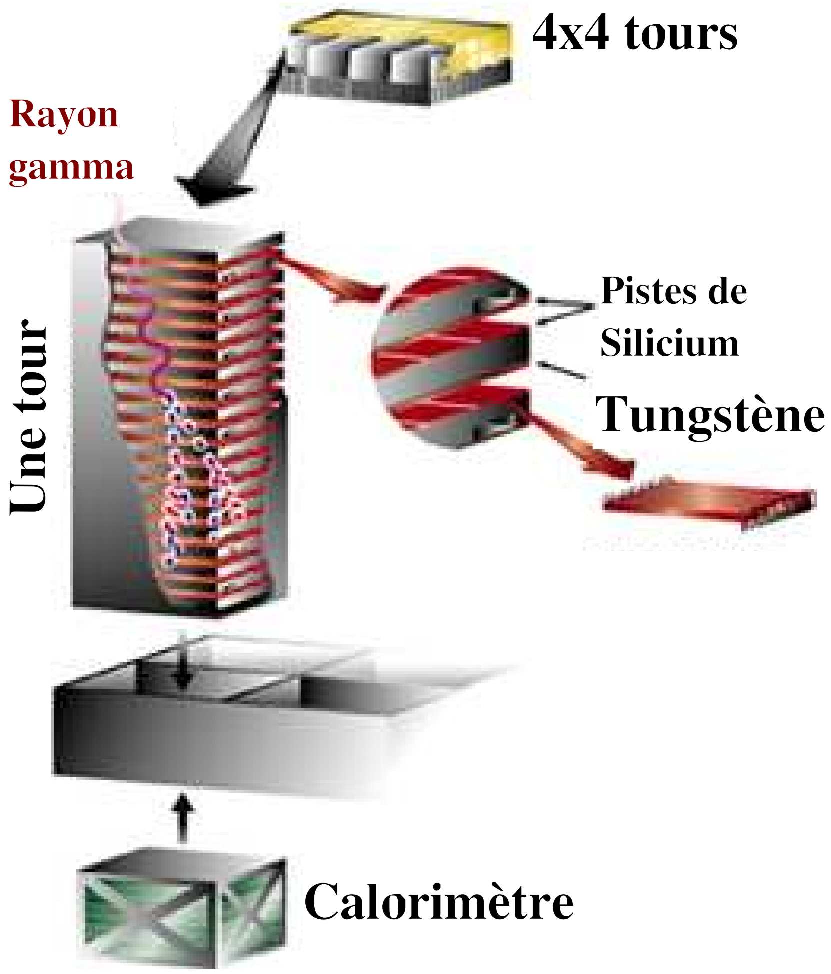


FIG. 1.4: *Schéma de principe du détecteur LAT de GLAST composé de 16 tours.*

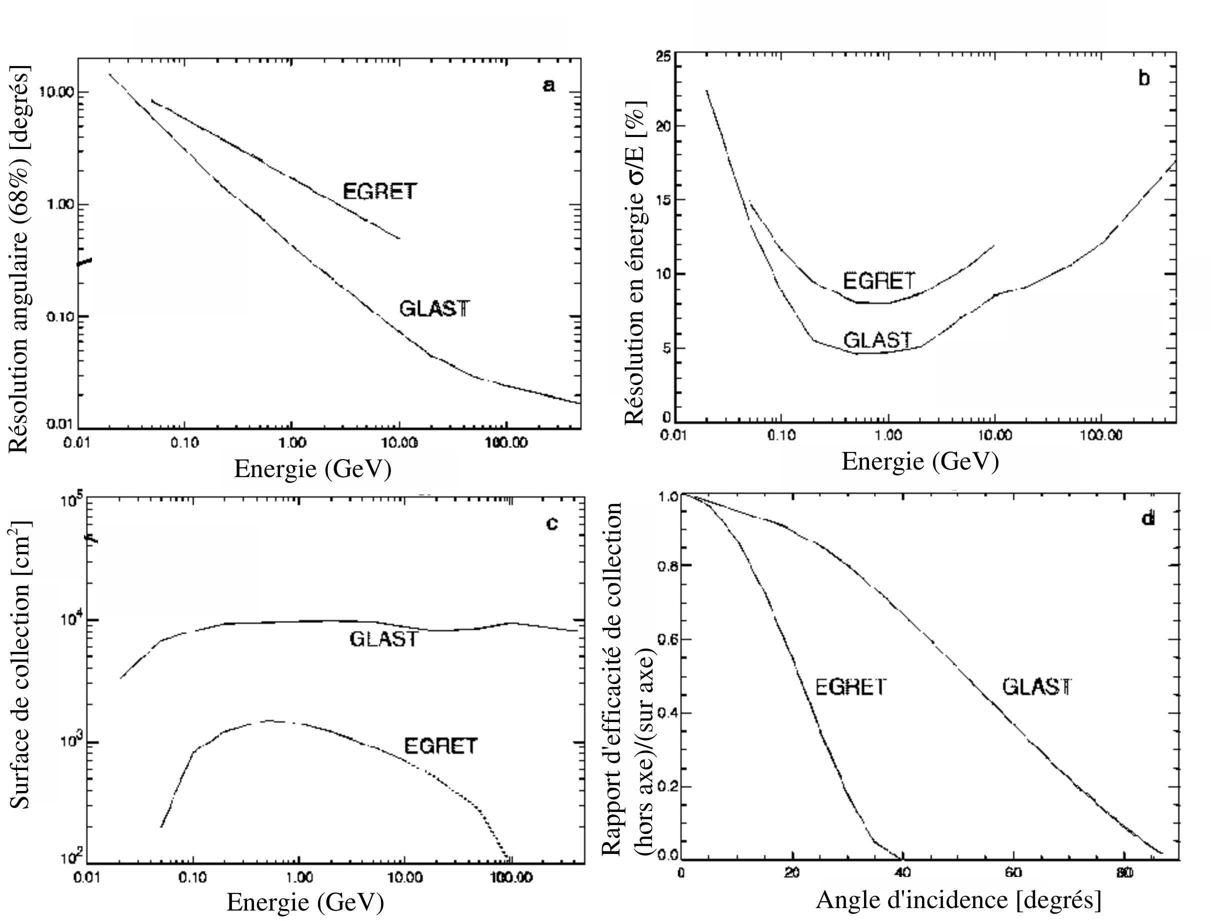


FIG. 1.5: *Performances du détecteur LAT du satellite GLAST comparées à celles d'EGRET. En haut à gauche : Résolution angulaire (à 68% de niveau de confiance) en fonction de l'énergie. En haut à droite : Résolution en énergie sur axe en fonction de l'énergie du gamma. En bas à gauche : Surface effective de collection en fonction de l'énergie du gamma. En bas à droite : Efficacité relative de collection pour des gammas hors axe par rapport à l'efficacité sur axe en fonction de l'angle d'incidence.*

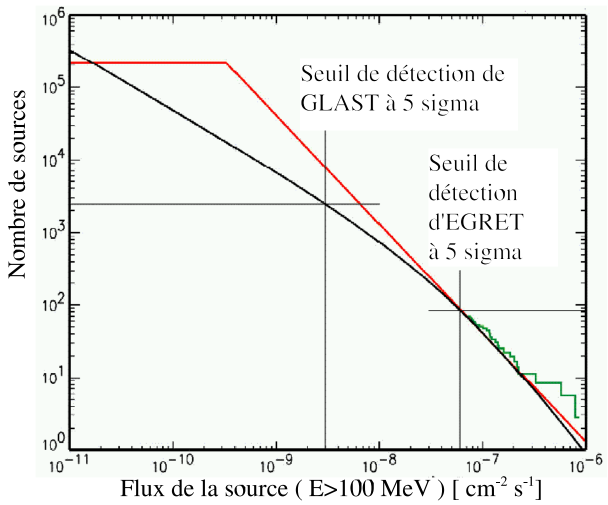


FIG. 1.6: *Nombre cumulé de blazars en fonction de leur flux intégré au-dessus de 100 MeV. Cette courbe est extrapolée à partir des données d'EGRET. La sensibilité d'EGRET et celle attendue pour GLAST sont représentées par les droites. On s'attend à détecter plus de 2000 sources extra-galactiques avec GLAST.*

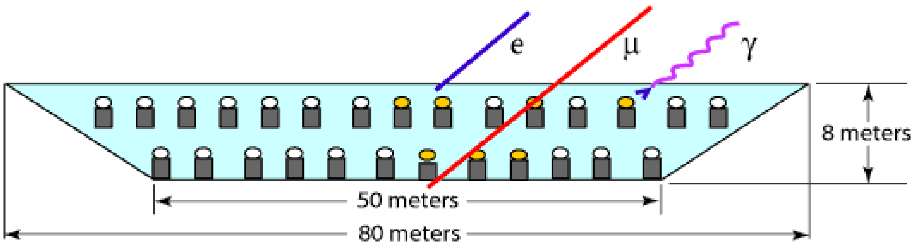


FIG. 1.7: *Schéma de principe du détecteur MILAGRO.*

1.1.3 L'astronomie gamma au sol

Les échantillonneurs de particules chargées au sol

Une technique de détection consiste à échantillonner la distribution de particules chargées au sol. Par exemple, dans l'expérience MILAGRO, ces particules sont identifiées par leur lumière Cherenkov dans l'eau. Cette lumière est mesurée par deux couches de photo-multiplicateurs (PMs) sensibles au volume d'eau les surplombant (voir figure 1.7). Les électrons perdent rapidement leur énergie dans l'eau et ne produisent pas de lumière au niveau de la seconde couche de PMs contrairement aux muons. Cela permet une identification des gerbes hadroniques produisant un grand nombre de muons.

L'avantage de ce type de détecteur est son large champ de vue (1 sr pour MILAGRO) et la possibilité d'acquérir des données de jour comme de nuit. En revanche, la surface de collection est limitée à la surface recouverte de détecteurs, et le seuil en énergie de ce type d'expériences est de l'ordre du TeV.

Les détecteurs Cherenkov atmosphériques

La technique de détection Cherenkov atmosphérique permet d'obtenir un seuil en énergie plus faible avec une surface de collection plus importante. Un inconvénient de cette technique est la nécessité d'observer pendant les nuits sans lune et par temps clair.

Deux méthodes sont utilisées : la première consiste en un échantillonnage spatio-temporel de la distribution des photons Cherenkov et la deuxième en une reconstruction de l'image de la gerbe sur le plan focal d'un télescope collectant la lumière Cherenkov.

Les échantillonneurs temporels du front Cherenkov

La méthode consiste à échantillonner le front de lumière Cherenkov au sol à partir de plusieurs télescopes. La zone couverte doit contenir la majeure partie de la tache lumineuse au sol afin de reconstruire le coeur de la gerbe. Le principe de détection de ces échantillonneurs est représenté figure 1.8.

Les premières expériences ayant utilisées cette technique sont ASGAT et Thémistocle sur le site de Thémis, dans les Pyrénées Orientales. Les seuils en énergie de ces deux expériences étaient respectivement de 600 GeV et 2 TeV.

Une avancée importante a été obtenue avec l'expérience CELESTE [4] d'un seuil de 50 GeV, le plus faible de toutes les expériences d'astronomie gamma au sol. Le détecteur utilise les héliostats d'une ancienne ferme solaire. La lumière Cherenkov collectée par ces derniers est envoyée sur une tour contenant une optique secondaire, qui dirige la lumière vers des photo-multiplicateurs (il existe un photo-multiplicateur par héliostat). A l'heure actuelle, CELESTE utilise 54 héliostats, chacun d'eux ayant une surface de 54 m^2.

CELESTE a mis en évidence le signal de la nébuleuse du Crabe et du blazar Mrk 421 [4, 5].

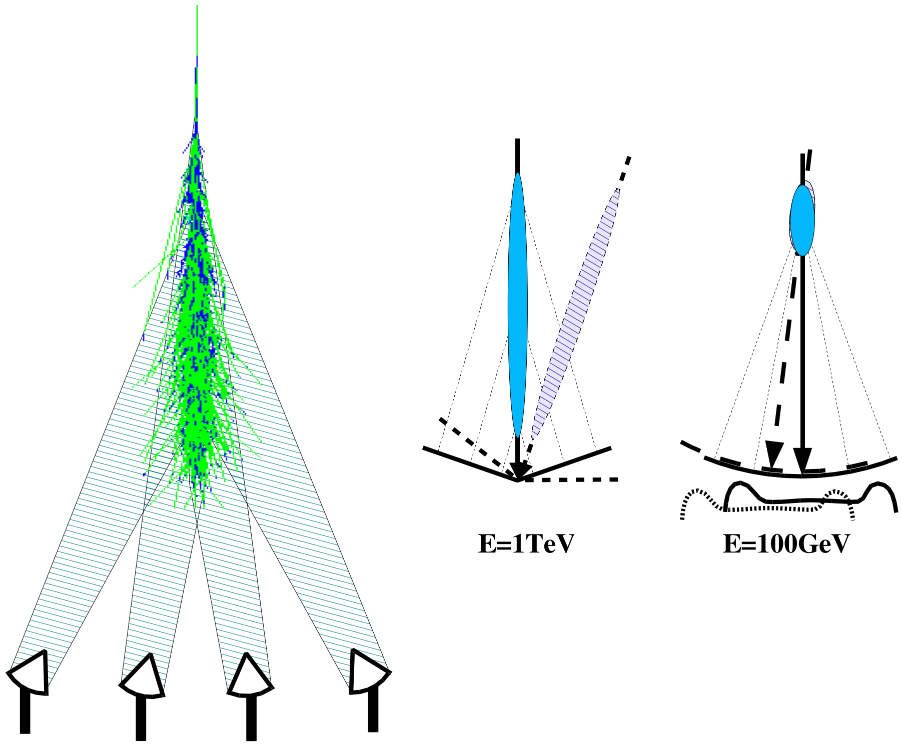


FIG. 1.8: *Principe de détection d'un échantillonneur Cherenkov atmosphérique. Le front de lumière Cherenkov au sol est échantillonné par plusieurs télescopes. A haute énergie, le front Cherenkov est conique ce qui permet d'estimer le coeur de la gerbe et la direction du gamma à partir de la distribution temporelle. A plus basse énergie, le front est sphérique, ce qui nécessite d'utiliser la densité de photons au sol pour reconstruire le coeur de gerbe. Cette figure est tirée de [4].*

Deux autres expériences utilisent cette même technique, STACEE et Solar Two, mais avec un seuil en énergie plus important.

Les imageurs Cherenkov

Les imageurs Cherenkov tirent partie de la distribution angulaire des photons Cherenkov. Une fraction de la lumière Cherenkov est collectée sur un miroir et envoyée au plan focal du détecteur sur lequel se trouve une caméra constituée d'un grand nombre de photo-multiplicateurs. La forme de l'image permet une réjection efficace des gerbes hadroniques et une estimation de la direction du gamma, son point d'impact et son énergie. Certaines expériences utilisent plusieurs télescopes pour produire plusieurs images d'une même gerbe vue sous des angles différents. Ce fonctionnement stéréoscopique permet d'améliorer la réjection hadronique, la résolution angulaire et en énergie. Nous reviendrons sur ces aspects dans les chapitres suivants. Le schéma de principe d'un imageur Cherenkov est représenté figure 1.9.

Les principaux imageurs Cherenkov actuels et en construction, ainsi que leur caractéristiques, sont listés table 1.2. Il existe quatre projets d'imageurs Cherenkov de nouvelle génération atteignant des seuils en énergie inférieurs à 100 GeV. Deux d'entre eux se trouvent dans l'hémisphère nord (VERITAS [12] aux Etats-Unis et MAGIC [11] dans l'archipel des Canaries), les deux autres étant situés dans l'hémisphère sud (CANGAROO III [10] en Australie, et HESS en Namibie).

HESS est le projet dont la phase de construction est la plus avancée. Nous détaillerons ses caractéristiques dans le chapitre suivant.

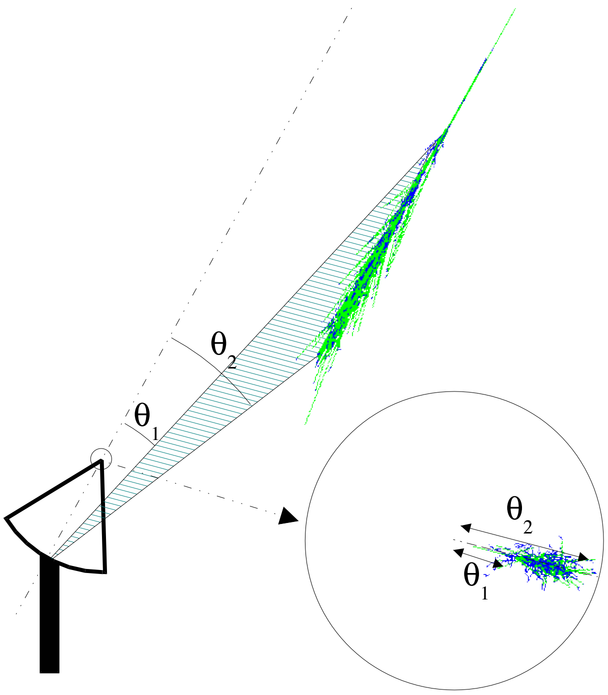


FIG. 1.9: *Principe de détection d'un imageur Cherenkov atmosphérique. Cette figure est tirée de [4].*

Expérience	Site	N_{tel}	A	Ω	N_{PM}	w	E_S (GeV)
Whipple [6]	Arizona	1	75 m^2	3.0°	541	0.12°	250
HEGRA [9]	Canaries	5	8.5 m^2	4.3°	271	0.25°	500
CAT [7]	France	1	18 m^2	5°	546	0.12°	250
Durham Mark 6 [8]	Australie	1	3×42 m^2	2–3°	91	0.2°	300
HESS I †	Namibie	4	108 m^2	5°	960	0.16°	100
CANGAROO III [10] †	Australie	4	57 m^2	3°	552	0.115°	100
MAGIC I [11] ‡	Canaries	1	234 m^2	4°	397+180	0.1°	30
VERITAS [12] ‡	Arizona	7	75 m^2	3.5°	499	0.15°	75

† Deux télescopes opérationnels, quatre télescopes en 2004

‡ Aucun télescope finalisé

TAB. 1.2: *Caractéristiques des imageurs actuels et futurs : nombre de télescopes (N_{tel}), surface de collection de lumière de chaque télescope (A), champ de vue (Ω), nombre de photo-multiplicateurs (N_{PM}), diamètre angulaire d'un pixel (w), et seuil en énergie.*

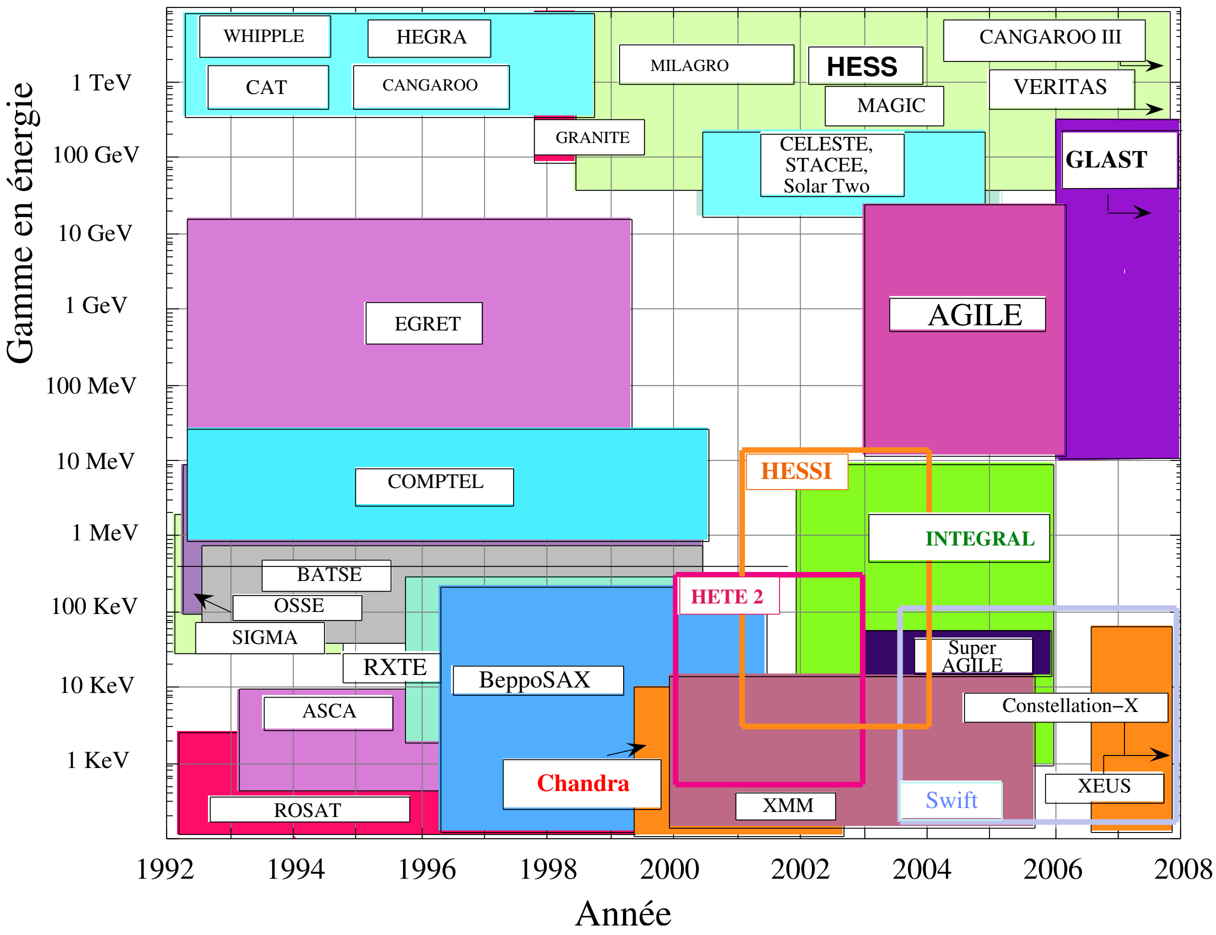


FIG. 1.10: *Les détecteurs X et gamma en satellites et au sol en fonction de leur période de fonctionnement et de leur gamme de sensibilité en énergie (cette figure est tirée de [3]).*

1.1.4 Conclusion

La figure 1.10 montre les différentes expériences en astronomie gamma en fonction de leur période de fonctionnement et de leur gamme en énergie. Lorsque GLAST fonctionnera en 2006, le domaine d'énergie autour de 100 GeV pourra être étudié par des télescopes au sol comme HESS. Cela pourrait permettre une inter-calibration des instruments. Un tel étalonnage nécessite cependant une source stable car GLAST n'aura pas la sensibilité pour estimer à haute énergie la courbe de lumière de sources variables comme les blazars Mrk 501 et Mrk 421. La seule source stable observée actuellement depuis le sol à haute énergie est la nébuleuse du Crabe qui est vue à basse élévation par HESS. Les sensibilités des différents détecteurs gamma sont représentées sur la figure 1.11.

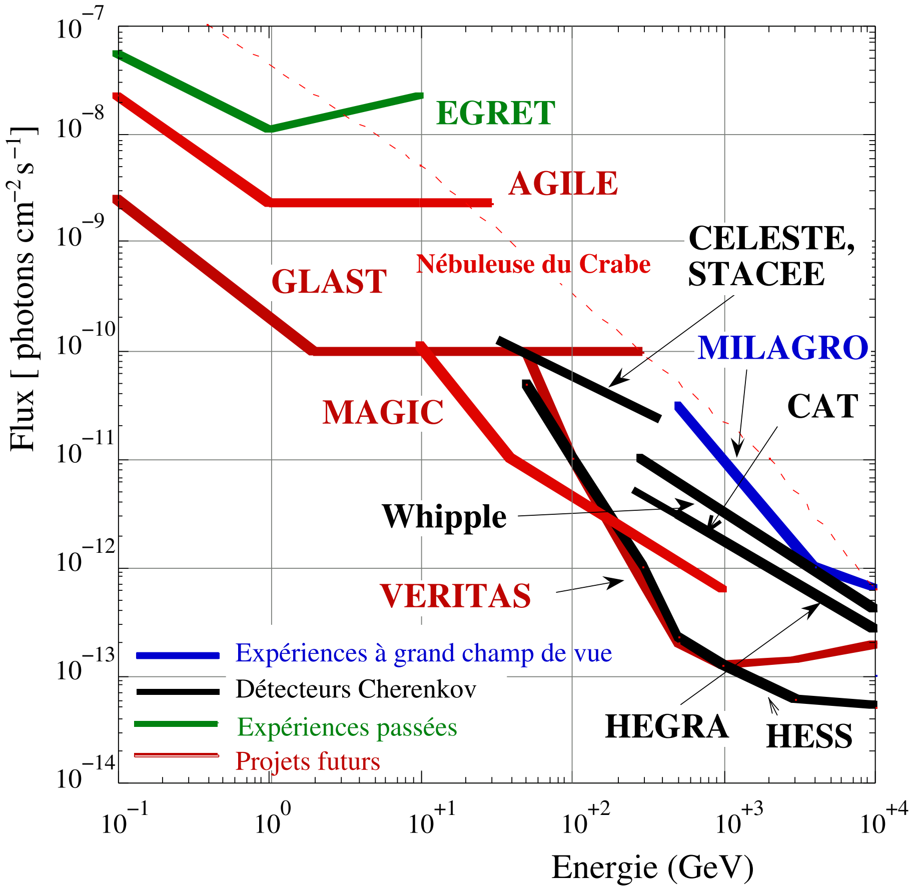


FIG. 1.11: *Sensibilité des différents détecteurs pour une source ponctuelle (cette figure est tirée de [3]). Une significativité minimum de 5 écarts standard est considérée ainsi qu'un nombre minimum de dix événements de signal. Pour les détecteurs au sol, la sensibilité est obtenue pour cinquante heures d'observation. En revanche, pour les satellites, elle correspond au signal intégré sur une année de fonctionnement.*

Sources galactiques

Source	Type	Expérience(s)
Crabe	plérion	(nombreuses)
PSR B1706-44	plérion	CANGAROO, Durham
Vela	SNR	CANGAROO
SN 1006	SNR	CANGAROO
RX J1713.7-3946	SNR	CANGAROO
Cassiopée A	SNR	HEGRA
dans Cygnus OB2	non identifiée	HEGRA

Sources extragalactiques

Source	z	Expérience(s)
Mrk 421	0.030	(nombreuses)
Mrk 501	0.030	(nombreuses)
1ES 1426+428	0.129	CAT, Whipple, HEGRA
1ES 1959+650	0.047	CAT, Whipple, HEGRA
1ES 2344+514	0.044	Whipple
PKS 2155-304	0.116	Durham, HESS
M87	0.0044	HEGRA

TAB. 1.3: *Liste des sources détectées au TeV.*

1.2 Les sources détectées au TeV

Alors que 271 sources ponctuelles ont été détectées par EGRET dans le domaine du GeV, seulement treize sources ont été détectées par les détecteurs Cherenkov atmosphériques au TeV, parmi lesquelles certaines restent à confirmer. Elles sont listées table 1.3.

1.2.1 Les sources galactiques

Deux types de sources galactiques sont observées au TeV : les plérions et les restes de supernovae (SNR).

Émission gamma d'un plérion

Les électrons arrachés à la surface d'une étoile à neutrons (*pulsar*) sont accélérés à des vitesses relativistes par effet dynamo dans la magnétosphère de l'étoile. Ce vent relativiste produit une onde de choc en interagissant avec la matière éjectée par la supernova ayant donnée naissance au *pulsar*. Les électrons sont à nouveau accélérés au niveau de ce choc par processus de Fermi (jusqu'à des énergies de quelques centaines de TeV). L'émission synchrotron de ces électrons dans le champ magnétique de la nébuleuse s'étend de la radio aux rayons gamma mous (quelques centaines de MeV). L'émission gamma de haute et de très haute énergie est due à l'interaction Compton inverse des électrons avec des photons synchrotrons produits dans la nébuleuse, mais aussi avec des photons "ambiants" (par exemple photons du fond cosmologique) si leur densité domine celle des autres.

Le spectre de densité d'énergie ($E^2\,[\mathrm{d}N/\mathrm{d}E]$) pour la nébuleuse du Crabe est représenté figure 1.12. L'émission des longueurs d'onde radio jusqu'aux énergies du GeV est due au rayonnement synchrotron des électrons, l'émission à plus haute énergie est due à la diffusion Compton inverse.

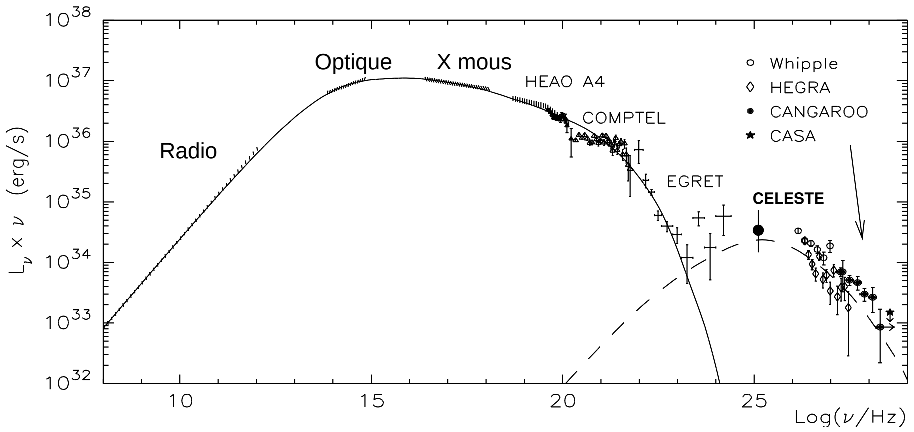


FIG. 1.12: *Spectre de densité d'énergie ($E^2\,[\mathrm{d}N/\mathrm{d}E]$) du plérion au coeur de la nébuleuse du Crabe. La composante à basse énergie est due à l'émission synchotron des électrons, et la composante de haute énergie est liée à l'émission Compton inverse. Cette figure est tirée de [13]*

Émission gamma d'un reste de supernova

Lors d'une explosion de supernova, les couches externes de l'étoile sont éjectées et forment une onde choc avec le milieu interstellaire (ce choc s'étend sur un large volume englobant le plérion). Des particules du milieu environnant sont accélérées par processus de Fermi au niveau de ce choc, on pense qu'il s'agit du mécanisme principal d'accélération des rayons cosmiques galactiques.

Un enjeu de l'astronomie gamma des hautes énergies est de mettre en évidence la présence de protons et noyaux accélérés dans de tels objets. La signature cherchée est l'émission gamma de désintégration des pions neutres, pions qui sont produits dans les interactions hadroniques des particules accélérées avec le milieu interstellaire. Il existe cependant une autre émission gamma due à la diffusion Compton inverse des photons ambiants de basse énergie sur les électrons (comme pour l'émission du plérion). Les sources observées au TeV n'ont pas encore permis d'identifier clairement la présence de protons accélérés.

A titre d'exemple, la figure 1.13 montre le flux mesuré par HEGRA sur le reste de supernova Cassiopée A [14] ainsi que les résultats d'un modèle. L'émission des fréquences radio jusqu'aux X est interprétée comme le rayonnement synchrotron d'électrons accélérés au niveau du reste de supernova. Les données X permettent en particulier d'obtenir l'énergie maximale des électrons de l'ordre de 20 TeV. Ces électrons émettent des photons gamma de haute énergie par Bremsstrahlung et Compton inverse. Bien que l'indice spectral de cette émission soit bien contraint, la normalisation globale du flux est plus incertaine. Elle dépend de la densité d'électrons obtenue à partir des données radio. Cette densité varie selon l'hypothèse de champ magnétique dans le modèle. Elle varie aussi en fonction de la densité de matière pour le Bremsstrahlung et de la densité de photons cibles pour l'émission Compton inverse. Ces derniers proviennent essentiellement de l'émission thermique infrarouge de la poussière environnante, mais les photons synchrotrons, optiques et les photons du fond micro-onde cosmologique peuvent aussi contribuer.

L'émission Compton inverse et Bremsstrahlung pour deux paramétrisations du modèle est représentée en traits pleins et tiretés figure 1.13.

Des protons et noyaux peuvent aussi être accélérés suivant le même mécanisme que les électrons. Le spectre de photo-production de pions neutres suite aux interactions de ces hadrons avec le milieu interstellaire est représenté par la courbe en pointillés sur la figure. On note que ce spectre est plus dur au TeV que celui dû aux électrons. L'indice spectral est en meilleur accord avec les observations d'HEGRA. Ces données ne permettent cependant pas d'affirmer la mise en évidence de cette composante.

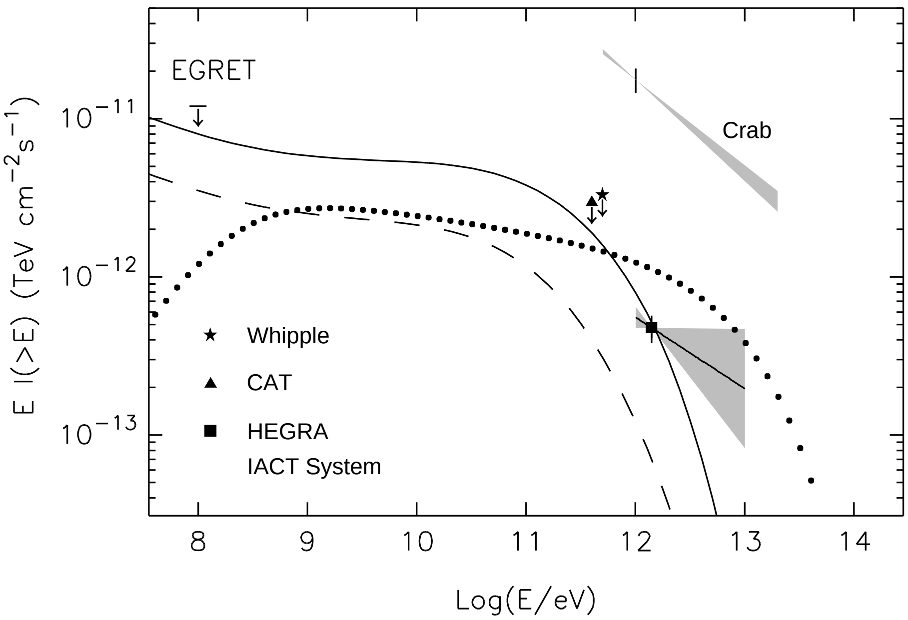


FIG. 1.13: *Spectre de densité d'énergie ($E^2\,[\mathrm{d}N/\mathrm{d}E]$) pour le reste de supernova Cassiopée A observé par HEGRA [14]. Les courbes représentent les prédictions d'un modèle pour l'émission de désintégration de pions neutres (en pointillés), l'émission Compton inverse et Bremsstrahlung pour deux paramétrisations du modèle (traits pleins et tiretés).*

1.2.2 Les sources extragalactiques

L'ensemble des sources extragalactiques observées dans le domaine du TeV sont des blazars (sources définies par leur forte variabilité optique), et plus précisément des BL Lac (émission optique dominée par une composante non-thermique). La communauté s'accorde à penser que ces objets sont de même nature que certaines galaxies présentant de grands lobes radio s'étendant sur des mega-parsecs. La différence spectrale s'expliquerait par l'orientation de l'axe du jet par rapport à la ligne de visée. Pour les BL Lac, le jet serait relativiste et pratiquement aligné dans notre direction.

Le fait que le jet soit relativiste rend compte de la grande variabilité observée pour ces sources, et la luminosité dépassant la limite d'Eddington.

On définit le facteur de Doppler δ du jet comme

$$\delta = [\gamma(1 - \beta \cos\theta)]^{-1} \tag{1.2}$$

où $\gamma = (1 - \beta^2)^{1/2}$, β est la vitesse du jet, et θ l'angle formé par la ligne de visée et l'axe du jet.

Si l'on appelle x les grandeurs physiques observées dans le référentiel d'observation et x' les grandeurs dans le référentiel du jet, nous avons

$$\Delta t = \delta^{-1}\Delta t' \tag{1.3}$$
$$E = \delta E' \tag{1.4}$$
$$L = \delta^3 L' \tag{1.5}$$

où Δt est le temps de variabilité, E l'énergie des gammas, et L la luminosité.

Un modèle simple appelé auto-synchrotron Compton (SSC) permet de comprendre le spectre de haute énergie des blazars. Dans ce modèle, on considère une distribution homogène d'électrons de haute énergie confinés dans une région compact du jet, et se déplaçant à une vitesse relativiste. Les électrons produisent une émission synchrotron associée à la présence d'un champ magnétique ambiant. Ces photons produits interagissent à leur tour avec les électrons par diffusion Compton inverse pour donner une composante spectrale à plus haute énergie. L'ensemble de ces émissions sont isotropes dans le référentiel du jet mais fortement focalisées dans un référentiel au repos.

Ce modèle ne rend pas compte de la complexité de la structure du jet relativiste, il n'apporte pas non plus de réponse sur le mécanisme d'accélération des électrons et de formation du jet. Cette interprétation est cependant validée par l'observation en X d'émission localisée dans des jets relativistes des micro-quasars, à une échelle beaucoup plus petite. Les autres sources de rayonnement ne sont pas considérées dans ce modèle, cela nécessite une description détaillée de la géométrie du jet, et de la position de la zone d'émission par rapport au disque d'accrétion émettant en X dans sa partie centrale.

La variabilité du flux, et la variation du spectre observé en fonction du flux permettent d'apporter des contraintes aux modèles. Le front de montée du flux est lié au mécanisme d'accélération et le front descendant aux pertes d'énergie des électrons.

Les blazars comme Mrk 501 étant situés à plusieurs centaines de mega-parsecs de la Terre, une partie de l'émission de haute énergie est absorbée lors de créations de paires avec le fond infrarouge inter-galactique. En modélisant leur émission gamma, il est possible de tirer des observations des contraintes sur le fond diffus infrarouge. Cette étude implique de pouvoir observer un grand nombre de blazars à différents *redshifts* afin de s'affranchir des incertitudes sur la modélisation des sources (et en particulier sur l'absorption gamma au niveau du jet).

A titre d'exemple, la figure 1.14 montre un ajustement d'un modèle SSC [15] sur les données prises à différentes périodes du blazar Mrk 501, observé par BeppoSAX en X et par HEGRA au TeV. La bosse à basse énergie (en X) correspond à l'émission synchrotron et la composante de haute énergie à l'émission Compton inverse. La courbe en pointillé montre l'effet de l'absorption par le fond infrarouge extragalactique. La variabilité spectrale en X et en gamma est interprétée dans le modèle par une variation du taux d'accélération des électrons et de l'énergie maximale des électrons accélérés.

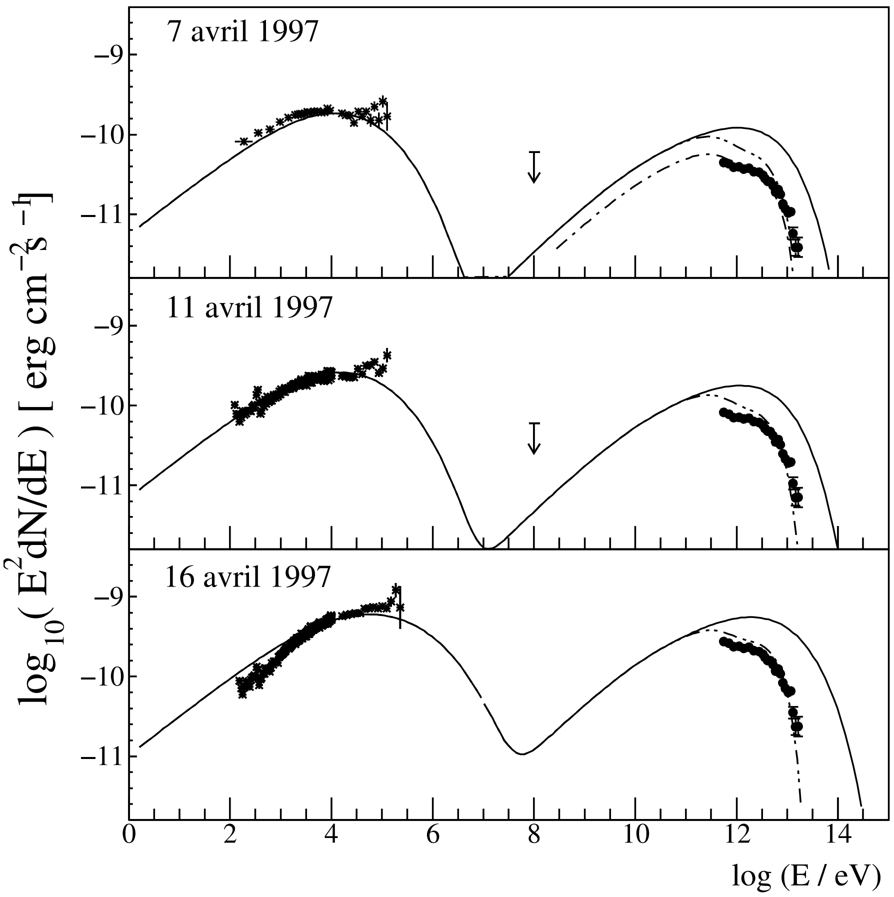


FIG. 1.14: *Spectre de densité d'énergie (E^2 [dN/dE]) de Mrk 501 observé par BeppoSAX en X et par HEGRA au TeV à trois périodes (la flèche verticale représente la limite supérieure obtenue par EGRET). Les courbes en trait plein montrent les résultats d'un modèle auto-synchrotron Compton. Les courbes tiretées présentent l'effet de l'aborption par le fond infrarouge extragalactique. Cette figure est tirée de [15]*

Première partie

Simulation des gerbes atmosphériques

La simulation des gerbes atmosphériques est un élément essentiel de la chaîne d'analyse des données d'un imageur Cherenkov en l'absence de faisceau test permettant de calibrer l'instrument. Il s'agit de l'outil permettant l'estimation de l'énergie du primaire à partir de la distribution angulaire des photons Cherenkov au sol.

Le premier chapitre traite de la simulation des gerbes électromagnétiques. Le second est dédié à la simulation des gerbes hadroniques. Bien qu'elle n'intervienne pas dans la chaîne d'analyse visant à reconstruire un spectre gamma, cette simulation permet de valider la modélisation du détecteur par des comparaisons avec les données contenant essentiellement des événements de rayons cosmiques (distributions de forme des images, taux de déclenchement). Dans le dernier chapitre, nous détaillons les aspects de la simulation associés à la description de l'atmosphère en dégageant les incertitudes systématiques associées à la paramétrisation du profil de densité et de l'absorption atmosphérique.

Chapitre 2

Gerbes électromagnétiques

La simulation des gerbes électromagnétiques conditionne l'ensemble des informations que l'on peut déterminer à partir d'un détecteur Cherenkov atmosphérique. Il s'agit donc d'un élément crucial de l'analyse. Dans une première partie, nous allons présenter les processus physiques en jeu et utiliser un modèle simplifié permettant d'obtenir des ordres de grandeur des quantités observables comme l'altitude du maximum de gerbe et le nombre de photons Cherenkov au sol. Ensuite, nous détaillerons certains aspects du générateur Monte Carlo KASKADE utilisé par les groupes français de la collaboration. Enfin, nous parlerons d'un modèle semi-analytique des images vues dans le télescope, utilisé pour la reconstruction de l'énergie du primaire à partir des images observées.

2.1 Description générale

Un photon gamma pénétrant dans l'atmosphère produit une paire électron-positron suite à l'interaction avec le champ des noyaux. Les électrons et positrons produisent à leur tour des γ par Bremsstrahlung suivant un processus du même type. Il s'en suit une cascade électromagnétique. En pratique, les électrons perdent leur énergie très rapidement par ionisation au-dessous d'une énergie critique E_c. Au-dessous de cette énergie, la perte par ionisation domine la perte par Bremsstrahlung.

Les sections efficaces différentielles de Bremsstrahlung et création de paires peuvent être trouvées dans l'annexe A. On en tire les pertes d'énergie des électrons et positrons représentées figure 2.1 où l'on voit que l'énergie critique vaut $E_c = 80$ MeV.

Sur cette même figure, on voit que pour des énergies supérieures au GeV, la perte d'énergie par Bremsstrahlung est constante, il y a écrantage total. Pour ces énergies, on peut définir la longueur de radiation en unité de profondeur d'atmosphère X_0 :

$$X_0 = \left(4\alpha r_0^2 \frac{N_0}{A} Z(Z+\xi)\ln(183Z^{-1/3})\right)^{-1} \simeq 37 \text{ g.cm}^{-2} \tag{2.1}$$

où r_0 est le rayon classique de l'électron et N_0 le nombre d'Avogadro (la longueur de radiation en unités de distance est X_0/ρ selon notre notation, où ρ est la densité d'atmosphère).

La perte d'énergie par Bremsstrahlung s'écrit alors :

$$-\frac{\mathrm{d}E_{brem}}{\mathrm{d}x} = \frac{E}{X_0}\left[1+b\right] \tag{2.2}$$

où $b = \left(18\ln(183Z^{-1/3})\right)^{-1} \simeq 0.012$, et le taux de création de paires par unité de profondeur d'atmosphère $\mathrm{d}x$ vaut :

$$-\frac{\mathrm{d}\mu}{\mathrm{d}x} = \frac{1}{X_0}\left[7/9 - b/3\right] \tag{2.3}$$

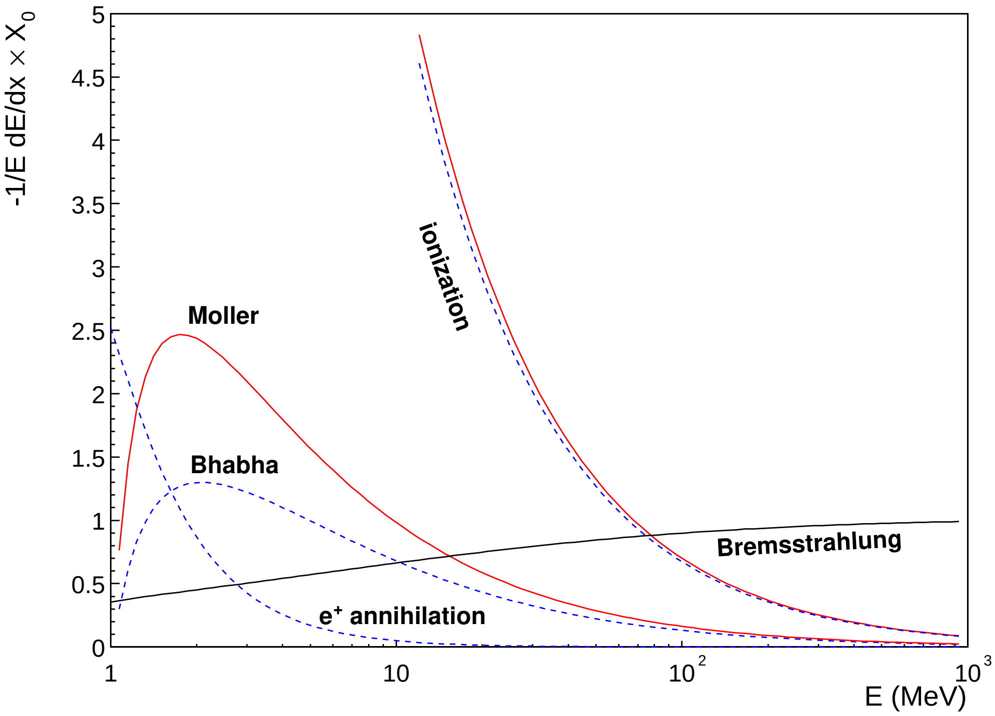


FIG. 2.1: *Perte d'énergie par longueur de radiation X_0 dans l'air pour des électrons (traits pleins) et positrons (tirets) en fonction de leur énergie.*

D'autres processus associés à l'interaction avec les électrons atomiques interviennent dans une moindre mesure comme les diffusions élastiques Bhabha (e_+, e_-) et Möller (e_-, e_-), l'annihilation des positrons et la diffusion Compton des γ dont les sections efficaces sont décrites dans l'annexe A (les pertes par ionisation pour les électrons et positrons s'y trouvent aussi).

La figure 2.1 montre les pertes d'énergie des électrons et positrons associées aux différents processus cités en fonction de leur énergie (l'approximation de l'écrantage total n'est pas considérée pour cette figure). De même, la figure 2.2 montre les sections efficaces des photons γ en fonction de leur énergie.

2.1.1 Un modèle simple

La figure 2.1 nous montre que l'on peut, en première approximation, ne tenir compte que du Bremsstrahlung et de l'ionisation pour les électrons et de la création de paires pour les γ. On voit en effet que les autres processus interviennent à basse énergie, où la perte par ionisation domine. Le libre parcours moyen d'un électron au-dessous de l'énergie critique E_c est très court, de sorte que la longueur des traces chargées dans la gerbe est dominée par les particules au-dessus de E_c. Pour les photons γ donnant des électrons d'énergie supérieure à E_c, on voit figure 2.2 que l'on peut négliger la diffusion Compton. Cette approximation est communément appelée “l'approximation A”.

Un simplification supplémentaire consiste à négliger le Bremsstrahlung pour $E < E_c$. En négligeant b dans les équations 2.2 et 2.3, les électrons perdent la moitie de leur énergie et les γ ont une probabilité de se convertir proche de l'unité sur une profondeur d'atmosphère traversée $R \equiv X_0 \ln 2$ (ce modèle est celui d'Heitler [17]). Ainsi le nombre de particules dans la gerbe double pour chaque profondeur R jusqu'à ce que les particules atteignent l'énergie E_c. La profondeur d'atmosphère vaut alors $X_c = X_0 \ln(E_0/E_c)$, où E_0 est l'énergie du primaire ; X_c est le maximum de gerbe. On peut obtenir l'altitude du maximum de gerbe h_c en paramétrant l'évolution de la densité d'atmosphère ρ

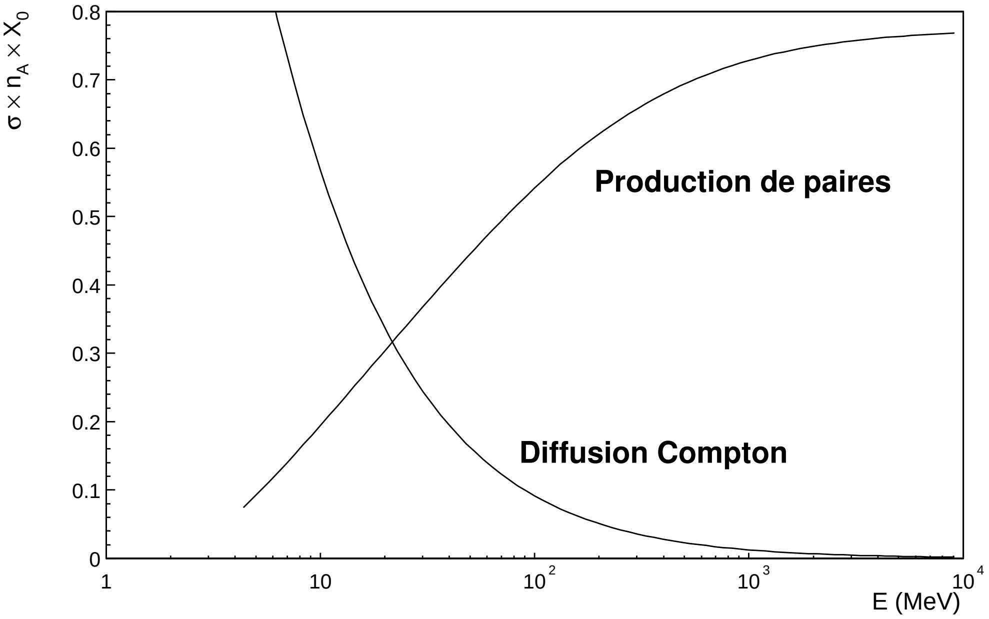


FIG. 2.2: *Probabilité de production de paires et de diffusion Compton des photons γ en fonction de leur énergie sur une longueur de radiation X_0 dans l'air.*

en fonction de l'altitude par une loi exponentielle $\rho \simeq \rho_0 \exp(-h/h_0)$. L'altitude h_c vaut alors :

$$h_c \simeq -h_0 \ln\left[\frac{X_0}{\rho_0 h_0}\ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right)\right] \tag{2.4}$$

Ainsi, l'altitude du maximum de gerbe varie très peu en fonction de l'énergie. Une application numérique en considérant $E_c = 80$ MeV, $X_0 = 37$ g.cm^{-2}, $h_0 = 9$ km et $\rho_0 = 1.2 \times 10^{-3}$ g.cm^{-3} nous donne pour h_c 12 km et 10 km pour des γ de 100 GeV et 1 TeV respectivement.

La longueur des traces chargées vaut :

$$L(E_0) = \int_0^{\rho_0 h_0} \frac{2}{3} N(X)\frac{dX}{\rho} = \frac{2}{3}\int_0^{X_c} 2^{X/(X_0 \ln 2)-1} \times \frac{dX}{\rho} \tag{2.5}$$

où X est la profondeur d'atmosphère. Le facteur $2/3$ provient du fait qu'il y a en moyenne un nombre égal d'électrons, de positrons et de γ dans la gerbe à une altitude donnée.

2.1.2 Émission Cherenkov

Une particule chargée traversant un milieu diélectrique le polarise localement. Si cette particule va plus vite que la vitesse de la lumière dans le milieu, les ondes électromagnétiques sphériques produites sont cohérentes selon une direction de propagation formant un angle θ avec la direction de la particule tel que $\cos\theta = \frac{1}{\beta n}$ où n est l'indice de réfraction du milieu. Le spectre produit suit une distribution plate en fréquence. Le nombre de photons émis par unité de longueur de trace et de longueur d'onde vaut :

$$\frac{dN}{dl d\lambda} = 2\pi\alpha\frac{\sin^2\theta}{\lambda^2} \tag{2.6}$$

où α est la constante de structure fine.

En écrivant,

$$n = 1 + \epsilon_n = 1 + \epsilon_n^0 \frac{\rho}{\rho_0} \tag{2.7}$$

sachant que $\epsilon_n < \epsilon_n^0 \ll 1$ et $\beta \simeq 1$, on obtient

$$\frac{dN}{dld\lambda} = 4\pi\alpha\frac{\epsilon_n^0}{\lambda^2}\frac{\rho}{\rho_0} \tag{2.8}$$

Pour calculer la quantité de lumière Cherenkov émise par une gerbe, on s'assure d'abord que le seuil en énergie d'émission Cherenkov E_{Tch} est toujours inférieur à l'énergie moyenne des électrons. Le seuil Cherenkov vaut $E_{Tch} = m_e\sqrt{2\epsilon}$ pour $\epsilon \ll 1$ (m_e est la masse de l'électron) et l'énergie moyenne des électrons pour une profondeur d'atmosphère X vaut $E(X) = E_0 2^{X/R}$.

La condition $E_{Tch} < E(X)$ donne :

$$E_0 > m_e\sqrt{2\epsilon_n^0}\sqrt{\rho/\rho_0}\exp\left(\frac{-h_0\rho}{X_0}\right) \tag{2.9}$$

pour toute valeur de $\rho \leq \rho_0$, soit

$$E_0 > m_e\sqrt{\frac{\epsilon_n^0 X_0}{h_0\rho_0}}\exp(-1/2) \tag{2.10}$$

Comme $h_0\rho_0$ est la profondeur d'atmosphère, ce terme est nécessairement supérieur à la longueur de radiation X_0, et comme $\epsilon_n^0 \ll 1$, cette condition est toujours vérifiée.

Le nombre total de photons Cherenkov émis par unité de longueur d'onde peut être obtenu à partir des équations 2.5 et 2.8.

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{4\pi\alpha\epsilon_n^0}{3\rho_0\lambda^2}\int_0^{X_c} e^{X/X_0}dX \simeq \frac{4\pi\alpha\epsilon_n^0}{3\lambda^2}\frac{X_0}{\rho_0}\frac{E_0}{E_c} \tag{2.11}$$

On s'aperçoit que le nombre de photons Cherenkov produits est proportionnel à l'énergie E_0 du primaire. Il en est de même pour la densité de photons au sol car l'altitude du maximum de gerbe varie peu en fonction de E_0.

Plus précisément, la distribution de photons au sol est concentrée sur un disque dont le rayon R_c est défini par l'altitude de développement maximal de la gerbe h_c et l'angle Cherenkov θ à cette altitude. En prenant $\epsilon_n^0 = 2.8 \times 10^{-4}$, pour un détecteur à une altitude de 1800 m, on trouve que R_c vaut 127 m et 113 m pour des gerbes de 100 GeV et 1 TeV (R_c est plus petit à 1 TeV car le maximum de gerbe est à plus basse altitude). Le nombre total de photons Cherenkov au sol, pour λ entre 300 et 600 nm et $E_0 = 100$ GeV, est de 5×10^6.

2.1.3 Formulation analytique du développement longitudinal d'une gerbe

Le développement longitudinal d'une gerbe peut être appréhendé de manière plus fine en écrivant les équations de diffusions associées aux électrons, positrons et photons dans le cadre de l'approximation A. Cette approche est détaillée dans [18], nous ne reprendrons pas les calculs ici. La figure 2.3 montre le nombre d'électrons d'énergie $E > E_c$ en fonction de X/X_0, pour un photon γ de 100 GeV, obtenu dans cette approche. Du fait que nous sommes dans l'approximation A, on ne peut prendre en compte que les électrons d'énergie supérieure à l'énergie critique E_c.

Le maximum de la gerbe est atteint pour $X/X_0 = 1.01\,(\ln(E_0/E_c) - 0.5)$ ce qui est très proche du résultat obtenu au paragraphe 2.1.1. Nous pouvons à nouveau calculer le nombre de photons Cherenkov dans cette approche plus fine. On ne considère que les traces chargées d'électrons d'énergie supérieure à E_c et E_{Tch} (le seuil Cherenkov défini au paragraphe précédent). On obtient 6×10^6 photons pour un γ de 100 GeV en reprenant les paramètres du paragraphe précédent, ce qui est en accord avec la valeur tirée du modèle de Heitler. Il ne s'agit encore que d'un calcul approché car on néglige ici les pertes par ionisation des électrons.

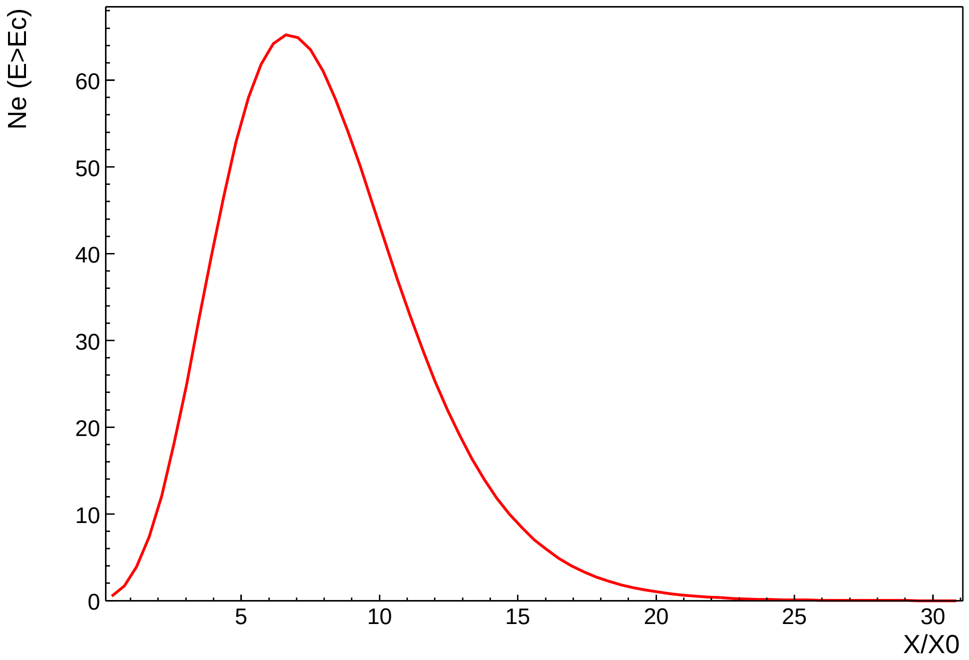


FIG. 2.3: *Nombre d'électrons au-dessus de l'énergie critique $E_c = 80$ MeV en fonction de la profondeur d'atmosphère en unités de X_0. Cette figure a été obtenue avec la méthode de Rossi [18] dans l'approximation A.*

2.2 Simulations Monte Carlo

Le calcul numérique complet des distributions d'électrons devient fastidieux si l'on ne veut pas faire d'approximation, tant au niveau de l'expression des sections efficaces que des processus pris en compte. De plus, le développement latéral de la gerbe, dû en majeure partie à la diffusion multiple, et les fluctuations de gerbe à gerbe n'ont pas été jusqu'ici pris en compte. La technique Monte Carlo s'avère donc très utile pour simuler de manière réaliste le développement d'une gerbe. Nous allons aborder certains aspects du générateur KASKADE, les modifications qui y ont été apportées et des comparaisons avec le générateur CORSIKA.

2.2.1 Le générateur KASKADE

Historique

Nous utilisons le générateur KASKADE développé par Kertzman et Sembroski [19] pour l'expérience Whipple [6]. Ce code a été utilisé par les collaborations CAT [7] et CELESTE [20, 4] qui y ont apporté quelques modifications. Suite au travail de thèse de Daniel Pomarède pour l'expérience ARTEMIS [21], Kertzman et Sembroski ont changé les routines de calcul du Bremsstrahlung et de la création de paires. Les sections efficaces définissant le libre parcours moyen des particules sont calculées jusqu'à une énergie de coupure du γ émis (ou de l'électron diffusé), les processus de plus basse énergie étant inclus dans la perte continue d'énergie. Nous avons repris cette approche dans le programme.

Améliorations apportées dans la simulation de développement de la gerbe

Nous avons tout d'abord implémenté les modifications de Kertzman et Sembroski, puis nous avons ajouté les diffusions Bhabha, Möller et l'annihilation des positrons [22]. Le calcul des sections efficaces se fait aussi jusqu'à une énergie de coupure, le reste étant inclus dans la perte continue, en suivant les équations décrites dans l'annexe A.

A titre d'illustration, détaillons le traitement classique de la technique Monte Carlo de la propagation d'un positron initialement à l'altitude h_i et d'énergie E_i. On calcule tout d'abord la section efficace totale $\sigma_{tot}(E_i)$ Bremsstrahlung + Bhabha + Annihilation. On tire aléatoirement la distance avant interaction t en unité de X_0 suivant une loi : $dP(t)/dt = X_0\sigma_{tot}(E_i)\exp(-X_0\sigma_{tot}(E_i)t)$, la distance en unité de longueur dépendant de la valeur de X_0 et de la densité d'atmosphère à l'altitude h_i. La particule est propagée jusqu'à ce point d'interaction en tenant compte de la perte d'énergie continue (Bremsstrahlung + Bhabha + ionisation), de la diffusion multiple et de la déviation due au champ géomagnétique. On détermine alors aléatoirement le processus d'interaction à simuler en fonction des rapport de probabilité des différents processus, puis l'énergie perdue lors du processus, et l'angle azimutal de la déviation qui en découle, en mémorisant les particules produites si ces dernières sont au-dessus d'un seuil en énergie défini comme paramètre de la simulation (typiquement 10 MeV, valeur choisie sous le seuil Cherenkov des électrons au sol).

Diffusion multiple

L'une des améliorations au modèle existant consiste à modifier le traitement de la diffusion multiple [23].

Dans KASKADE, la diffusion multiple est traitée très simplement. Pour une particule de charge z, et d'impulsion p, traversant l'air sur une épaisseur x (en g.cm^{-2}), la distribution d'angle de diffusion multiple est considérée gaussienne :

$$f(\theta)d\Omega = \frac{1}{2\pi\theta_0} exp\left(-\frac{\theta^2_{space}}{2\theta_0^2}\right) d\Omega \tag{2.12}$$

Dans la version initiale de KASCADE, θ_0 vaut :

$$\theta_0 = \frac{S_2}{\beta cp} z\sqrt{x/X_0}\,[1 + \epsilon \times log(x/X_0)] \tag{2.13}$$

avec S$_2$=19.94 MeV et $\epsilon = 1/9$. La longueur de radiation dans l'air vaut X$_0$=37.1 g.cm^{-2}. Cette formulation est inspirée de [24, 25], la dernière référence étant d'ailleurs reprise dans la *Review of Particle Physics* 2000. Le terme S$_2$ utilisé dans KASKADE était cependant surestimé d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport à la valeur de 14.1 MeV préconisée par Highland [24].

Lynch [25] précise que la valeur de S_2 est obtenue à partir d'ajustements gaussiens des distributions de Molière. Ces ajustements ne tiennent cependant pas compte des queues de distributions exponentielles. Si F est la fraction de la distribution incluse dans l'ajustement, $S_2 = 12.1 - 0.4 \times \ln(1-F)$. En ajustant 98% de la distribution, S$_2$ = 13.6 MeV (valeur proposée dans la *Review of Particle Physics*). Par ailleurs, dans [25] le terme ϵ de l'équation 2.13 est remplacé par 0.088.

Afin de s'assurer de la validité de cette paramétrisation, nous avons comparé les distributions obtenues avec le code de diffusion multiple utilisé dans le programme de simulation de gerbes électromagnétiques EGS4 [26].

La figure 2.4 montre que la valeur S$_2$ = 13.6 MeV est en accord avec EGS4 pour 94% de la distribution. On voit aussi que la valeur utilisée dans la version initiale de KASKADE surestime significativement la diffusion multiple. La queue de distribution a été ajustée par deux lois de puissance sur les résultats d'EGS4. L'ajustement obtenu sur la distribution de (θ/θ_0) est indépendant de l'énergie (entre 50 MeV et 100 TeV). C'est cet ajustement que nous utilisons dans le programme, avec S$_2$ = 13.6 MeV.

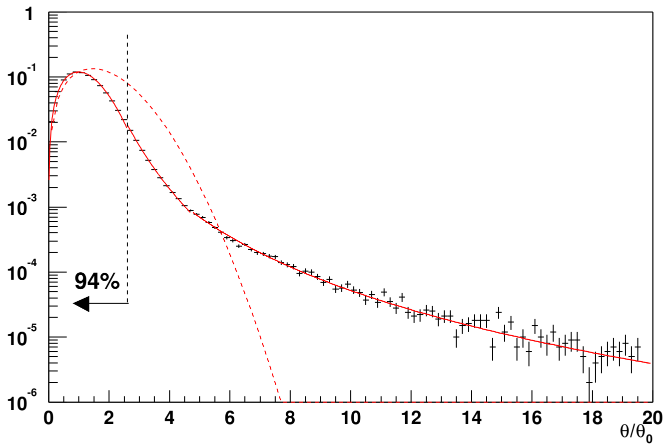


FIG. 2.4: *Distribution d'angle de diffusion multiple θ des électrons dans l'air pour une épaisseur parcourue x = 0.2 X_0 et E = 50 MeV. θ est en unité de θ_0 (obtenu avec l'équation 2.13 et les paramètres de [25]). Les points avec barre d'erreur représentent la distribution obtenue à partir d'EGS4 et les courbes les fonctions analytiques utilisées dans KASKADE. La courbe en trait plein correspond à une paramétrisation sous la forme d'une gaussienne pour les petites valeurs de θ (94% de la distribution) et par une loi de puissance de la forme $(\theta/\theta_0)^{-\alpha}$ pour la queue de distribution. Pour $\theta/\theta_0 < 4.7$, $\alpha = -5.3$, et pour $\theta/\theta_0 > 4.7$ $\alpha = -3.7$. La courbe tiretée montre la paramétrisation initiale de KASKADE.*

2.2.2 Comparaison KASKADE CORSIKA

Trois autres générateurs sont utilisés au sein de la collaboration HESS : CORSIKA [27], ALTAI [29] et MOCCA [28]. Nous avons comparé KASKADE et CORSIKA version 5.61 en utilisant la même paramétrisation de la densité atmosphérique (voir section 4). Dans ces simulations, nous n'incluons ni l'effet du champ magnétique, ni l'absorption atmosphérique. La figure 2.5 montre un bon accord entre les deux générateurs pour le nombre total de photons Cherenkov, leur distribution en fonction de l'altitude et leur densité à l'altitude de HESS (1800 m), KASKADE produisant 2% de photons en plus que CORSIKA. Les profils de densité à 10 GeV, 100 GeV, 1 TeV et 10 TeV sont représentés figure 2.6.

2.3 Modèle analytique d'images

Une méthode d'analyse des images consiste à comparer les images issues des données à un lot de modèles définis par l'énergie du γ primaire, la distance d'impact de la gerbe par rapport au télescope, et son angle zénithal. Ces modèles peuvent être obtenus à partir de simulations Monte Carlo. Une autre méthode consiste à les produire avec un modèle numérique. Cette dernière a été développée dans la collaboration CAT [7] en se basant sur [30].

Nous avons repris ce modèle et l'avons adapté aux prédictions du générateur KASKADE dans sa version modifiée. Nous résumons ici les caractéristiques de ce modèle.

2.3.1 Modélisation

Les spectres en énergie des électrons, leurs distributions angulaires, et leurs positions par rapport à l'axe de la gerbe sont décrits en fonction de la profondeur d'atmosphère à partir d'ajustements sur les simulations Monte Carlo. Le programme numérique consiste à utiliser ces distributions pour prédire

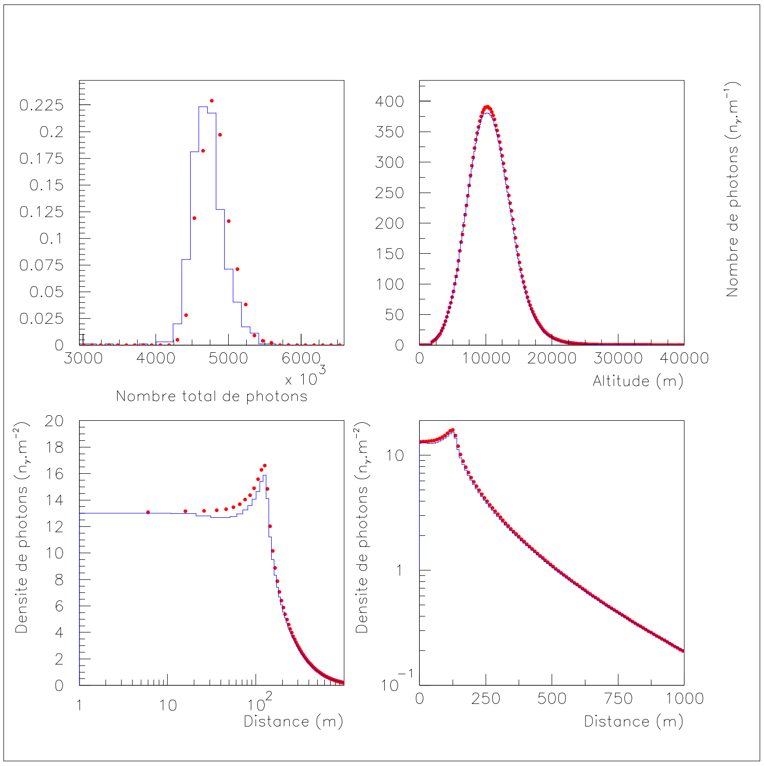


FIG. 2.5: *Comparaison KASKADE (points) CORSIKA (courbes) des distributions de photons Cherenkov produits par des photons γ au zénith de 100 GeV. En haut à gauche : distribution du nombre total de photons, en haut à droite : nombre de photons produits par mètre d'atmosphère en fonction de l'altitude, en bas à gauche : densité de photons à l'altitude de 1800 m en fonction de la distance au point d'impact, en bas à droite : même distribution en échelle logarithmique.*

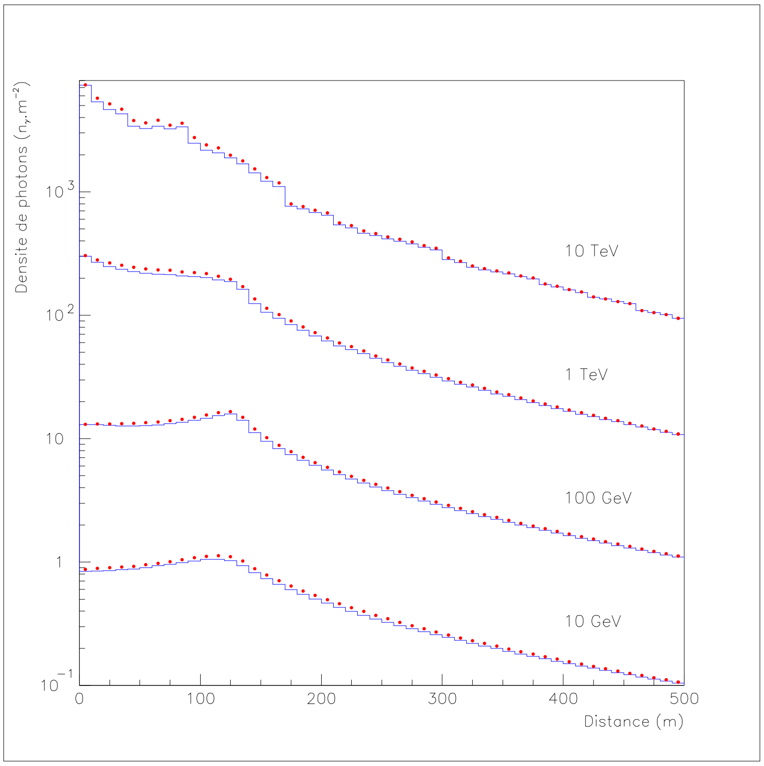


FIG. 2.6: *Comparaison KASKADE (points) CORSIKA (courbes) des densités de photons Cherenkov à l'altitude de 1800 m en fonction de la distance au point d'impact, produits par des photons γ au zénith de 10 GeV, 100 GeV, 1 TeV et 10 TeV.*

la distribution des photons Cherenkov au sol compte tenu d'un modèle d'atmosphère[1].

Spectre des électrons

Un ajustement du nombre total d'électrons en fonction de la profondeur d'atmosphère t en unités de X_0 donne [30] :

$$\begin{aligned} N_e &= 0.31/\sqrt{y}\; exp\,(t(1-1.5\;\ln(s))) && (2.14)\\ \text{avec } y &= \ln(E/E_c) && (2.15)\\ \text{et } s &= 3/\left(1+2y/t\right) && (2.16)\\ & && (2.17) \end{aligned}$$

La longueur des traces chargées $L(E)$ par tranche d'atmosphère dx pour des électrons d'énergie supérieure à E est paramétrée de la façon suivante :

$$L(E) = \left(\frac{0.89E_0 - 1.2}{E_0 + E}\right)^s \left(1 + 10^{-4} sE\right)^{-2} N_e \times dx \tag{2.18}$$

où E est exprimé en MeV et où $E_0 = 44 - 17(s - 1.46)^2$ pour $s \geq 0.431$ et 26 sinon. Cette longueur tient compte de la distribution angulaire des trajectoires des particules chargées par rapport à l'axe de la gerbe de sorte que $L(E) > (\mathrm{d}N/\mathrm{d}E)dx$. Cette paramétrisation est comparée aux simulations KASKADE figure 2.7.

Distributions angulaires

Les distributions angulaires des électrons produits dans la gerbe peuvent être décrites par une variable

$$w \equiv (1 - \cos\theta) \times (E_{MeV}/21)^2 \tag{2.19}$$

où θ est l'angle entre la direction de propagation de l'électron et l'axe de la gerbe, et E_{MeV} l'énergie de l'électron en MeV (le terme en énergie provient de la dépendance énergétique de l'angle de diffusion multiple décrite par l'équation 2.13). La valeur moyenne de w pour les électrons d'énergie supérieure à 10 MeV peut s'exprimer en fonction de leur énergie de la façon suivante (comparaison avec KASKADE figure 2.8) :

$$\bar{w} = 0.445/(1 + 117.5/E_{MeV}) \tag{2.20}$$

Nous ajustons alors la distribution réduite $u \equiv w/\bar{w}$ sur les simulations par une loi de la forme :

$$\frac{\mathrm{d}n(u)}{\mathrm{d}u} = A \times e^{(z0-z)/\lambda} \tag{2.21}$$

où $z = \sqrt{u}$, et $\lambda = \lambda_1$ pour $z < z_0$ et $\lambda = \lambda_2$ sinon. Les paramètres z_0, λ_1 et λ_2 sont ajustés sur les simulations.

Dans le modèle, nous considérons deux ajustements pour les distributions $(\mathrm{d}n)/(\mathrm{d}u)$ des électrons d'énergie inférieure ou supérieure à 300 MeV.

Les ajustements obtenus pour des énergies primaires de 100 GeV et 1 TeV sont présentés figures 2.9 et 2.10. La partie de la distribution pour $u < 10^{-2}$ n'a pas été ajustée car elle est biaisée par la limite de la résolution de la simulation. Bien que les valeurs de l'ajustement varient continûment avec l'énergie de la particule primaire, nous ne considérons, dans le modèle, que le lot de valeurs obtenu à 100 GeV.

[1] Les paramétrisations présentées dans ce paragraphe correspondent à celles de la version 1.54 du programme *HessAnaShowerFast*.

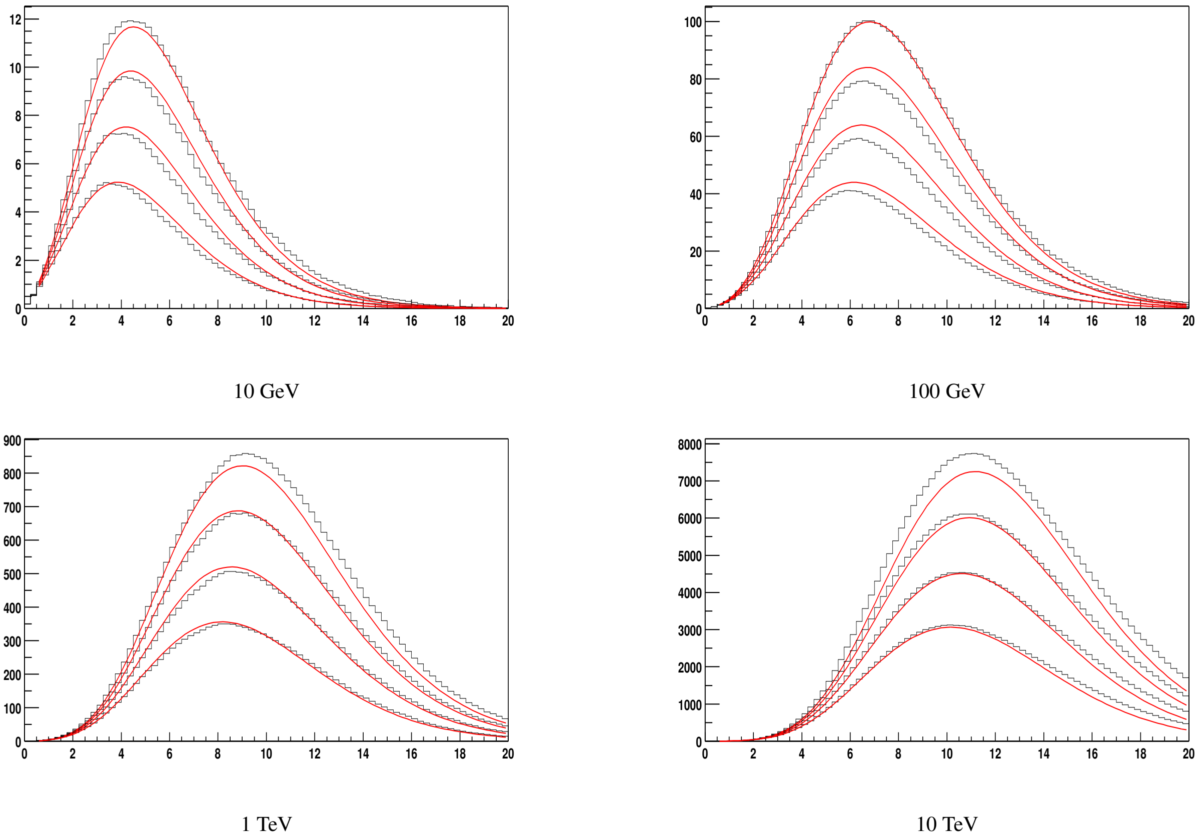


FIG. 2.7: *Distributions des longueurs de traces chargées en unité de X_0 pour des électrons d'énergie supérieure à 10, 20, 40 et 80 MeV, obtenues avec KASKADE (histogrammes) en fonction de la profondeur d'atmosphère en unité de X_0. Les courbes correspondent aux équations 2.14 et 2.18. Ces distributions ont été obtenues pour des γ primaires de 10 GeV, 100 GeV, 1 TeV et 10 TeV.*

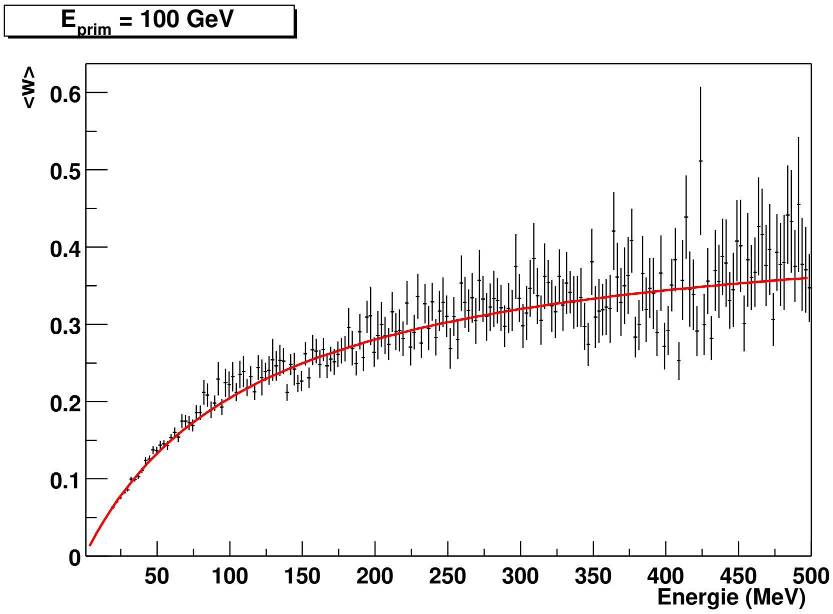


FIG. 2.8: *Distribution de $\bar{w}$ en fonction de l'énergie des particules chargées.*

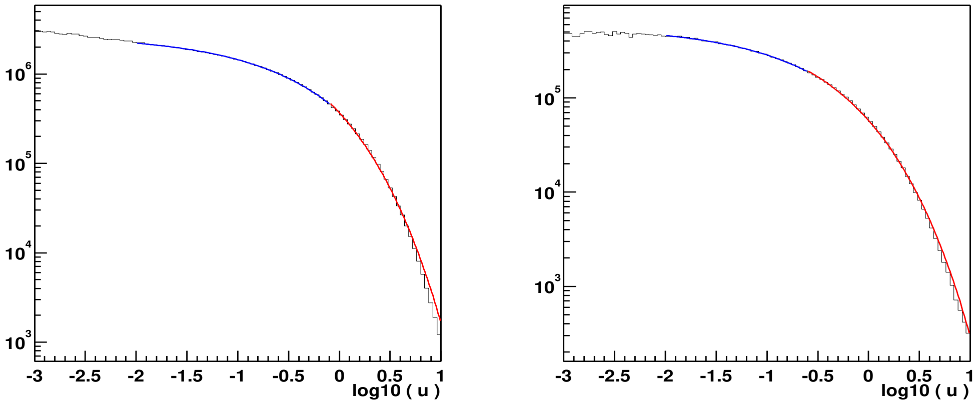


FIG. 2.9: *Distribution de $\frac{dn}{du}$ en fonction de l'énergie des électrons pour des gammas primaires de 100 GeV simulés (histogrammes). Pour E<300 MeV (à gauche), z_0=0.900, A=0.380, λ_1=0.508 et λ_2=0.400 et pour E>300 MeV (à droite), z_0=0.500, A=0.895, λ_1=0.452 et λ_2=0.410. La courbe représente l'ajustement par la fonction 2.21 avec ces paramètres.*

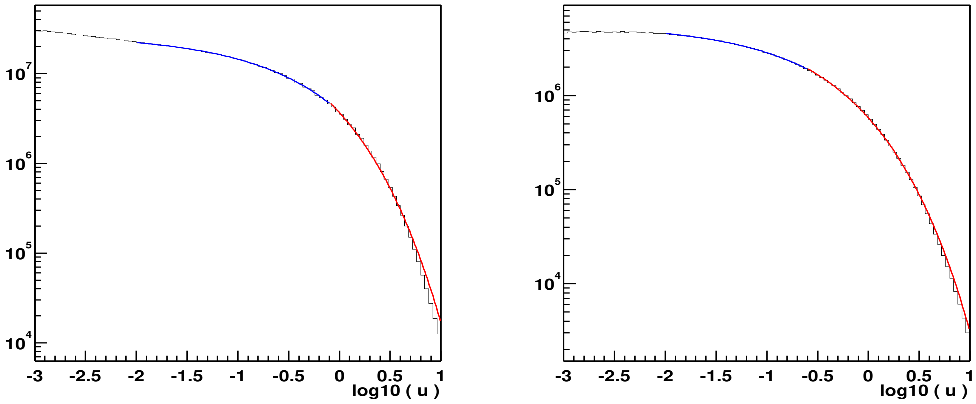


FIG. 2.10: *Distribution de $\frac{dn}{du}$ en fonction de l'énergie des électrons pour des gammas primaires de 1 TeV simulés (histogrammes). Pour E<300 MeV (à gauche), z_0=0.900, A=0.380, λ_1=0.509 et λ_2=0.400 et pour E>300 MeV (à droite), z_0=0.500, A=0.889, λ_1=0.458 et λ_2=0.414. La courbe représente l'ajustement par la fonction 2.21 avec ces paramètres.*

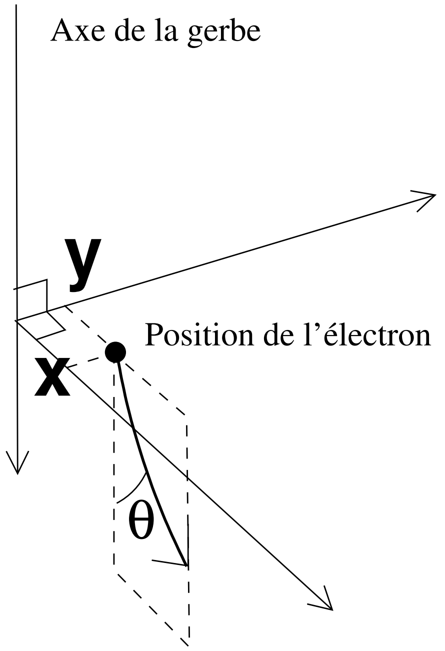


FIG. 2.11: *Coordonnées x et y pour les distributions des positions des électrons par rapport à l'axe de la gerbe dans le modèle.*

Distributions des positions des électrons par rapport à l'axe de la gerbe

Les distributions transverses des électrons influent significativement sur la quantité de lumière Cherenkov collectée par le télescope. Soit x est la coordonnée perpendiculaire à l'axe de la gerbe et dans la direction de propagation de l'électron, et y la coordonnée perpendiculaire à x et à l'axe de la gerbe (voir schéma 2.11). Les distributions selon y sont symétriques.

En appelant $\bar{x}$ la moyenne de x, σ_x son écart-type, et σ_y l'écart type de y, nous définissons les variables réduites suivantes

$$x_r \equiv \frac{x - \bar{x}}{\sigma_x} \qquad (2.22)$$

$$y_r \equiv \frac{y}{\sigma_y} \qquad (2.23)$$

Nous avons ajusté sur les simulations les distributions des variables réduites x_r et y_r par les fonctions suivantes :

$$f(x_r) = 29 \times \exp\left[-\left(-(x_r + 0.5)/.012\right)^{0.41}\right] \text{ si } x_r < -1 \qquad (2.24)$$

$$= 0.67 \times \exp\left[-(x_r + 0.47)^2/0.35\right] \text{ si } x_r < 0 \qquad (2.25)$$

$$= 1.7 \times \exp\left[-\left((x_r + 0.5)/.27\right)^{0.59}\right] \text{ sinon} \qquad (2.26)$$

$$g(y_r) = 1.1 \times \exp\left[-\left(y_r/0.38\right)^{0.8}\right] \text{ si } y_r < 2 \qquad (2.27)$$

$$= 4.4 \times \exp\left[-\left(y_r/0.07\right)^{0.49}\right] \text{ sinon} \qquad (2.28)$$

Cela permet de tenir compte des queues exponentielles qui jouent un rôle important au-delà d'un paramètre d'impact de 150 m.

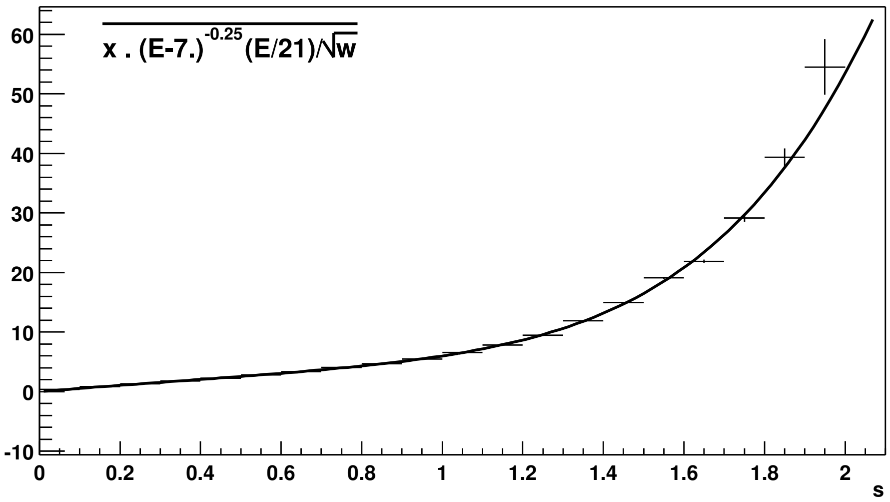


FIG. 2.12: *Valeur moyenne de $x \times \left[(E_{MeV} - 7)^{0.25}\,\theta\right]^{-1}$ en fonction de l'âge de la gerbe s et ajustement par l'équation 2.29.*

$\bar{x}, \sigma_x, \sigma_y$ ont aussi été ajustés, on obtient :

$$\bar{x} = \left[5.56\,s - 2.43\,s^2 + 4.37\,s^3 - 4.10\,s^4 + 2.58\,s^5\right] \times (E_{MeV} - 7)^{0.25}\,\theta\,g.cm^{-2} \quad (2.29)$$

$$\sigma_y = 21/E_{MeV}\;log(1 + E_{MeV}/6.) \times exp(0.1\;log(w) - 0.63 + s/0.56)\,g.cm^{-2} \quad (2.30)$$

$$\sigma_x = \left(1 + 0.64\sqrt{w}\right) \times \sigma_y \quad (2.31)$$

où s est l'âge de la gerbe (voir équation 2.14).

Les valeurs de $\bar{x}$ ainsi que les distributions de x_r et y_r sont comparées aux simulations figure 2.12 et 2.13.

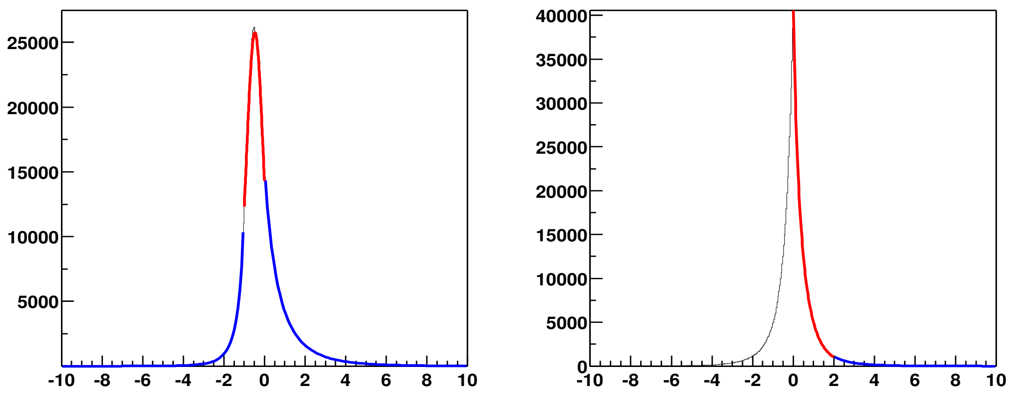


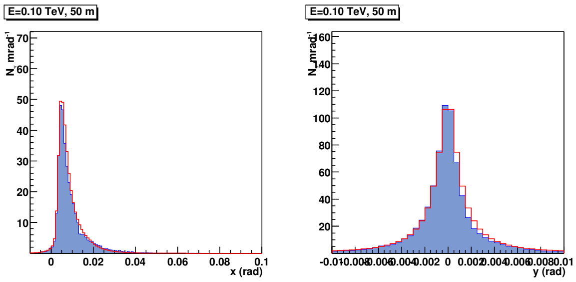
FIG. 2.13: *Distribution de $x_r \equiv \frac{x-\bar{x}}{\sigma_x}$ à gauche, et de $y_r \equiv \frac{y}{\sigma_y}$ à droite obtenues avec des simulations de gammas de 100 GeV (trait fin). Les fonctions décrites dans le texte sont représentées en couleur (trait épais). On note que la distribution de x_r est asymétrique.*

La gerbe est échantillonnée sur son profil longitudinal. Pour chaque tranche d'atmosphère, on calcule le nombre de photons par tranche en énergie avec l'équation 2.18. Pour chaque énergie, on échantillonne la distribution angulaire selon les équations 2.20 et 2.21, puis la position des électrons par rapport à l'axe de gerbe (équations 2.22 à 2.31). L'ensemble des paramètres cinématiques des électrons sont alors fixés, ce qui permet de calculer le nombre de photons au sol en tenant compte des paramètres atmosphériques.

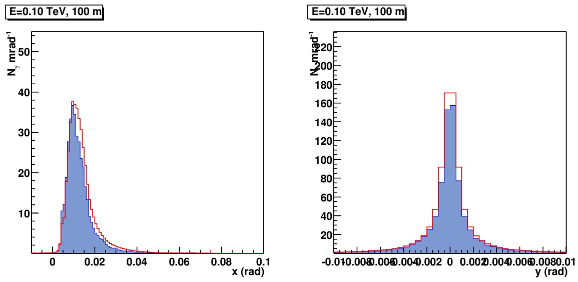
2.3.2 Comparaison avec des simulations Monte Carlo

Les profils longitudinaux et transversaux des images obtenues à partir de ce modèle peuvent être comparés aux simulations KASKADE. Ceux-ci sont représentés figure 2.14 pour des gerbes de 100 GeV et 1 TeV pour différents paramètres d'impact. On obtient un bon accord entre le modèle et les simulations Monte Carlo sauf à haute énergie ($E \geq 1$ TeV), pour les paramètres d'impact supérieurs à 200 m, où le modèle surestime légèrement la quantité de lumière Cherenkov. Ce désaccord se retrouvera dans les fonctions de résolution en énergie obtenues à partir de l'ajustement de ces modèles sur les images et pourra alors être corrigé.

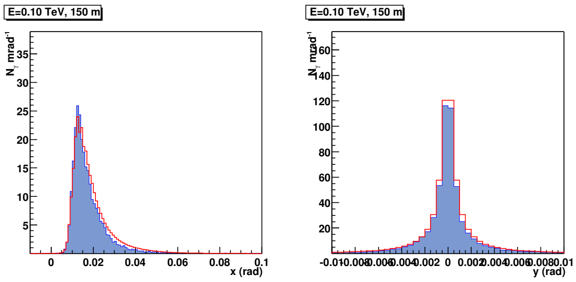
Nous avons ainsi à notre disposition un modèle numérique permettant d'obtenir une estimation précise de l'image moyenne des gerbes électromagnétiques dans le plan focal d'un imageur Cherenkov en fonction de l'énergie, du point d'impact et de la direction du gamma primaire. Ces images peuvent être comparées aux données réelles pour reconstruire l'énergie du gamma.



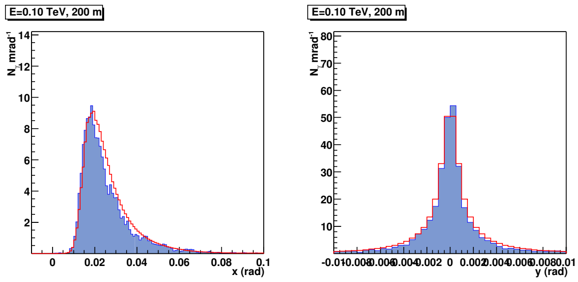
100 GeV, 50 m



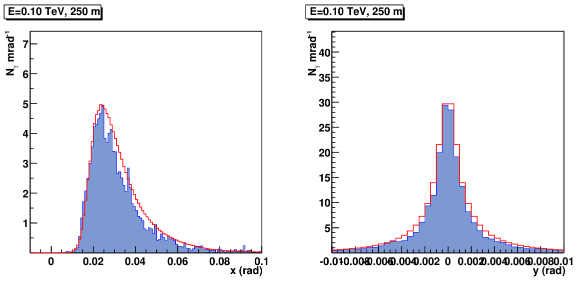
100 GeV, 100 m



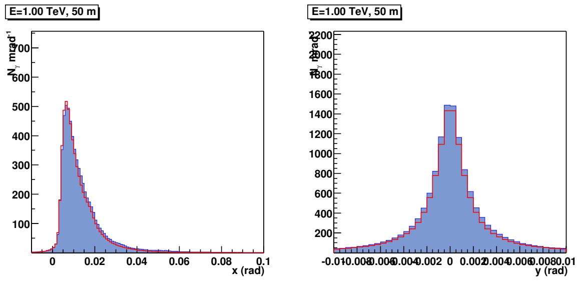
100 GeV, 150 m



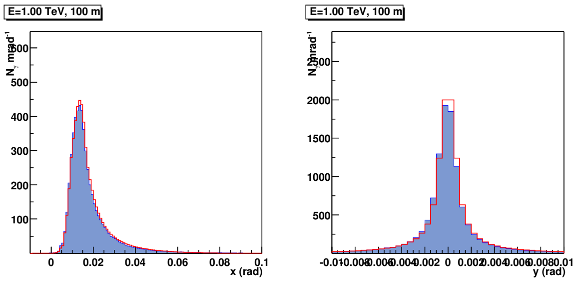
100 GeV, 200 m



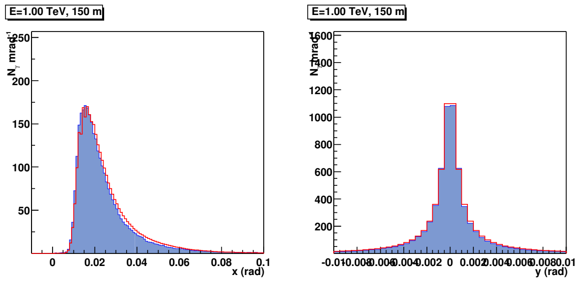
100 GeV, 250 m



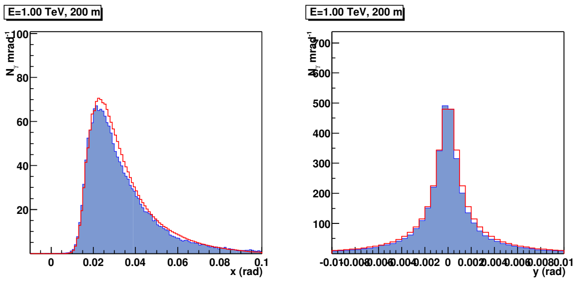
1 TeV, 50 m



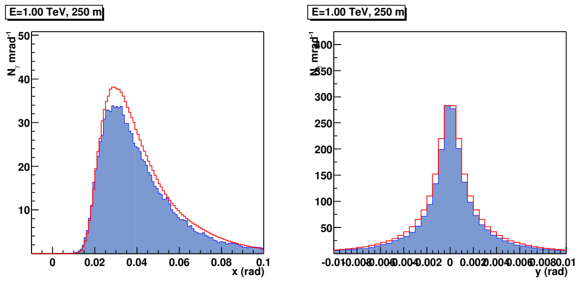
1 TeV, 100 m



1 TeV, 150 m



1 TeV, 200 m



1 TeV, 250 m

FIG. 2.14: *Densité de photo-électrons (on tient compte ici de l'efficacité quantique des photo-multiplicateurs) par tranche angulaire ($N(\gamma_e)$ mrad^{-1}). A gauche : selon l'axe de l'image, à droite : perpendiculairement. Les histogrammes grisés représentent les simulations KASKADE, le trait épais les modèles d'images.*

Chapitre 3

Gerbes de rayons cosmiques

3.1 Enjeux

La simulation des gerbes de rayons cosmiques semble a priori être moins cruciale que celle des gerbes de γ, dans la mesure où il ne s'agit que d'un bruit de fond que l'on souhaite supprimer. Elles permettent cependant la comparaison des distributions des paramètres d'images avec les données, ainsi que l'estimation du taux de déclenchement et fournissent donc un outil de compréhension du détecteur en l'absence de faisceau test de γ. Ici nous décrivons brièvement le spectre des rayons cosmiques, puis nous nous servons des flux de muons mesurés à plusieurs profondeurs atmosphériques pour tester le développement longitudinal des gerbes hadroniques.

3.2 Description générale

Les rayons cosmiques primaires sont majoritairement composés de noyaux, avec environ 2% d'électrons et positrons. Le spectre est limité à basse énergie ($\sim$20 GeV) par la coupure géomagnétique. Les rayons cosmiques d'énergie inférieure à 10 GeV sont aussi affectés par le vent solaire qui induit une anti-corrélation de leur intensité avec les périodes d'activité solaire. Le flux intégré sur l'ensemble de la gamme en énergie donne une abondance relative des noyaux de 95% pour les protons, 6.5% pour les hélium et 0.5% de noyaux plus lourds (calcul à partir des compilations de [43]). Cette différence entre protons et hélium est principalement due à la coupure géomagnétique. A titre d'exemple, à 1 TeV, le rapport des flux differentiels hélium sur proton vaut 25%.

Le spectre des protons est mesuré sur une très grande gamme en énergie. L'ensemble des résultats expérimentaux que nous allons décrire sont représentés figure 3.1. Entre 1 GeV et 100 GeV, il peut être mesuré par des expériences embarquées en ballon contenant un spectromètre magnétique, un calorimètre, une mesure du temps de vol, des détecteurs Cherenkov. Citons les expériences MASS91 [33], CAPRICE94 [35], BESS98 [32], IMAX [37]. L'expérience AMS [38] à bord de la navette spatiale obtient un très bon accord, de l'ordre de 5%, sur plusieurs décades en énergie avec BESS98. En revanche, MASS91 et CAPRICE94 obtiennent un flux inférieur de 15%. Les différences pour les énergies inférieures à 4 GeV sont principalement dues à la modulation solaire [39].

Dans la gamme 100 GeV - 1 TeV, Ryan et al. [36] ont obtenu en 1972 les spectres des protons et hélium avec des indices spectraux valant respectivement 2.75 ± 0.03 et 2.77 ± 0.03. En revanche, l'erreur systématique sur la normalisation des flux est très importante, de l'ordre de $\pm$ 20%. On s'aperçoit en effet que les flux obtenus par AMS sont 25% plus faibles que ceux de Ryan et al.

Dans la gamme d'énergie 1-100 TeV, les principaux résultats proviennent d'expériences en ballon avec chambres à émulsion, par exemple JACEE [40]. Enfin, au niveau du genou, à 10^3 TeV, les densités de muons et électrons secondaires des gerbes permettent d'estimer l'énergie de la gerbe ha-

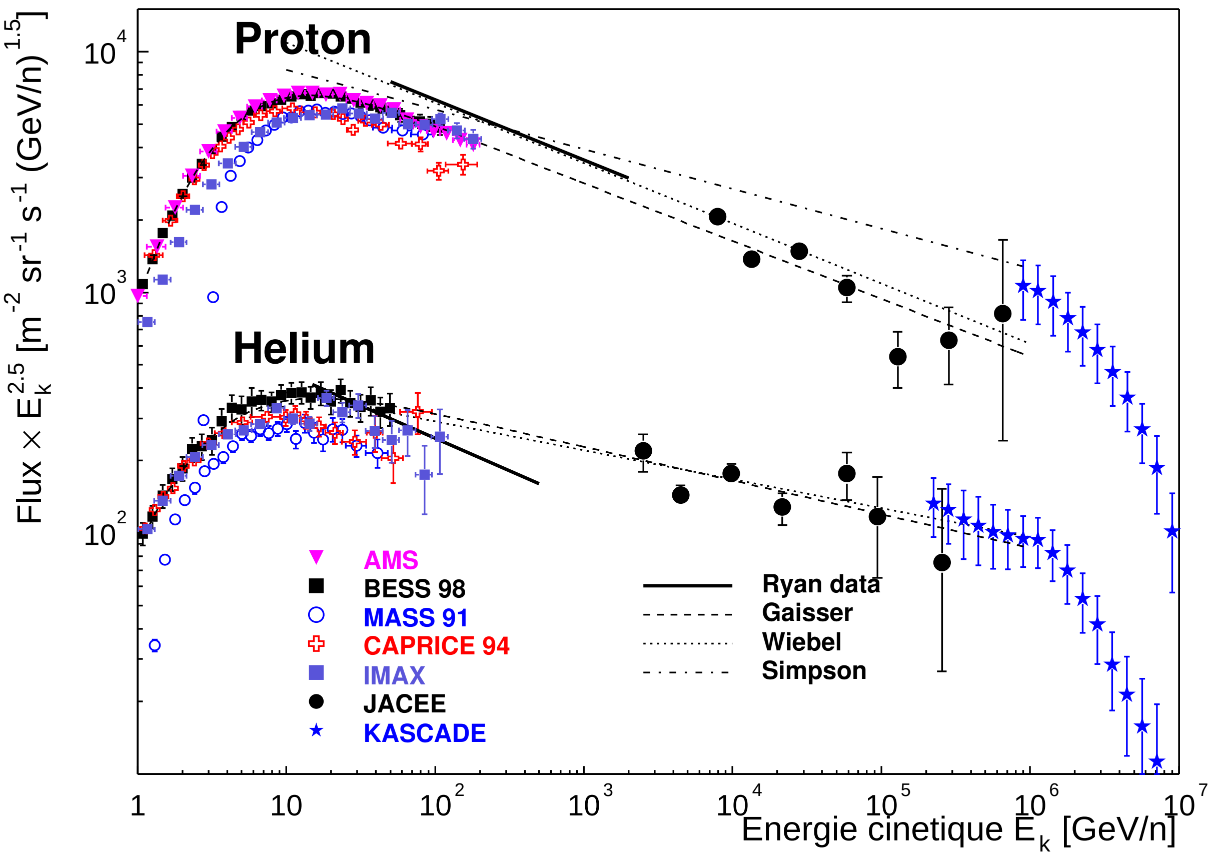


FIG. 3.1: *Spectres des protons et hélium mesurés par [32, 33, 35, 38, 40, 41] et ajustement de [42, 31, 43].*

dronique ainsi que la composition chimique du primaire. Par exemple l'expérience KASCADE [41] a présenté une première estimation de la composante en proton, hélium, carbone et fer à ces énergies, démontrant la dépendance en rigidité de la position du genou.

Les compilations anciennes du spectre des protons [31, 42] surestiment le flux à 100 GeV. Récemment, Gaisser [43] a paramétré le spectre en se basant sur les données d'AMS et en appliquant un facteur de normalisation de 75% aux données de Ryan et al. Il obtient un indice spectral de -2.74. Les compilations de [31, 43, 42] sont représentées figure 3.1.

3.3 Comparaison des spectres de muons avec des données en ballon

La collaboration MASS91 a mesuré le spectre des protons, hélium et muons à différentes profondeurs atmosphériques entre 5 g.cm^{-2} et 886 g.cm^{-2} [33, 34]. Cela permet de tester la simulation de la composante hadronique des gerbes de rayons cosmiques. A haute énergie, la première interaction hadronique donne lieu à une particule pilote (méson ou nucléon) de grande impulsion longitudinale qui emporte environ la moitié de l'énergie de l'interaction. D'autres mésons sont produits avec une multiplicité variant comme le logarithme de l'énergie. La désintégration des mésons chargés (principalement des pions et des kaons) produit des muons et celle des pions neutres des photons, photons qui produisent à leur tour des sous-gerbes électromagnétiques.

A partir des spectres en énergie des protons et hélium à 5 g.cm^{-2}, nous avons simulé le développement des gerbes et comparé les flux prédits de protons, d'hélium et de muons avec ceux mesurés à plus basse altitude.

3.3.1 Les simulations réalisées

Les générateurs testés

Nous avons testé le générateur KASKADE, dont les interactions hadroniques sont basées sur un modèle de Gaisser et Stanev. L'ensemble des modules hadroniques du générateur CORSIKA a aussi été utilisé.

Dans la version 5.60 de CORSIKA, ISOBAR et GHEISHA [45] étaient proposés pour les interactions de basse énergie (E_{lab} <80 GeV pour GHEISHA et 50 GeV pour ISOBAR) et cinq modèles pour les plus hautes énergies : VENUS [52], QGSJET [50], DPMJET [47], SIBYLL [51] et HDPM [48]. A partir de la version 6, ISOBAR a été supprimé et deux nouveaux codes ont été ajoutés, UrQMD [46] et NEXUS [49], respectivement à basse et haute énergie.

Les paramètres de la simulation

Nous avons choisi des valeurs de champ magnétique et une paramétrisation du profil de densité d'atmosphère adaptées au site de lancement du ballon contenant le détecteur MASS91, à Fort Sumner, aux États-Unis.

Les valeurs de champ magnétique ont été obtenues à partir du *National Geophysical Data Center* [54], nous avons pris B_x = 23.7 μT et B_z = 45.5 μT pour le site de lancement de ballons de Fort Sumner.

Bien qu'il n'y ait pas de mesure du profil en densité d'atmosphère au niveau du site, plusieurs observations radiosonde ont été effectuées sur des sites proches [53] comme Amarillo et Midland-Odessa (Texas), ainsi que Albuquerque (Nouveau Mexique). Les résultats présentés ci-après ont été obtenus avec une paramétrisation basée sur les données de Midland-Odessa.

3.3.2 L'analyse

Les spectres des protons et hélium ont été ajustés sur les données de MASS91 sur une gamme en impulsion de 4-100 GeV/c et 1.6-50 GeV/nucléon respectivement en considérant une distribution en loi de puissance à plus haute énergie avec des indices spectraux valant -2.7 pour les protons et -2.66 pour les hélium [56]. Les noyaux plus lourds on été ajoutés en utilisant les abondances du Particle Data Group [55] avec des indices spectraux de -2.70. 10000 gerbes ont été simulées pour chaque modèle hadronique.

Comme les muons subissent une diffusion multiple importante, nous avons généré les particules primaires isotropiquement sur une gamme d'angles zénithaux comprise entre 0 et $60°$, en ne considérant que les muons secondaires ayant des angles zénithaux inférieurs à $30°$. Nous avons pour cela vérifié que la distribution angulaire des muons d'angles zénithaux inférieurs à $30°$ suit une loi en $\cos^{2.02}\theta$ au niveau de la mer, distribution compatible avec les données expérimentales [57].

3.3.3 Les résultats

Pour chaque modèle, nous construisons un χ^2 quantifiant l'écart entre les flux simulés et ceux mesurés par MASS91 [33, 34]. Le terme d'erreur que nous avons considéré est la somme quadratique des erreurs de MASS91 et de l'incertitude statistique des simulations Monte Carlo. Les données considérées sont les flux mesurés à différentes altitudes pour différentes gammes en énergie, elles sont représentées figure 3.2 pour les protons et hélium et figure 3.4 pour les muons. Les valeurs de χ^2 obtenues pour tous les modèles sont dans la table 3.1.

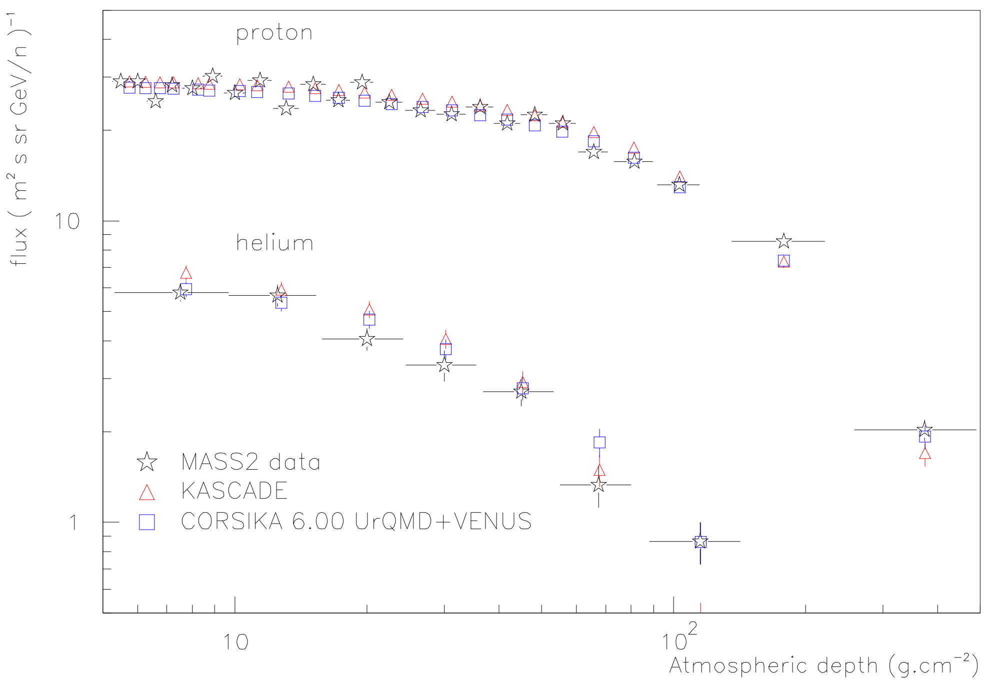


FIG. 3.2: *Flux des protons et hélium en fonction de la profondeur d'atmosphère mesuré par MASS91 [34] (étoiles) comparé aux simulations. L'énergie cinétique des protons est comprise entre 4.1 et 14.1 GeV, et celle des hélium entre 1.7 et 9.1 GeV/n.*

Protons et Hélium

Tous les modèles sont en bon accord avec la variation du flux de protons en fonction de la profondeur atmosphérique mesurée par MASS91. Le meilleur accord est obtenu avec KASKADE et CORSIKA 6.00 avec UrQMD (Fig. 3.2). Pour le flux d'hélium, les résultats sont aussi corrects sauf pour CORSIKA version 5.60 avec GHEISHA. Avec ce modèle, le flux d'hélium n'évolue quasiment pas avec la profondeur atmosphérique. Cet effet est corrigé dans la version 6.00.

Muons

Le spectre des μ^- obtenus entre 164 et 255 g.cm^{-2} est comparé aux résultats de MASS91 figure 3.3. Les spectres obtenus avec CORSIKA et GHEISHA sont un peu plus mous (pente plus importante) que ceux observés. KASKADE et CORSIKA 6.00 avec UrQMD sont en bon accord.

Lorsque l'on compare les flux de muons par bande d'énergie en fonction de la profondeur d'atmosphère, les désaccords apparaissent plus clairement. La figure 3.4 montre que GHEISHA dans CORSIKA 5.60 ne produit pas assez de muons à haute énergie. On voit aussi que KASKADE et CORSIKA 6.00 avec UrQMD sont en bon accord avec les données.

Conclusion

Le modèle hadronique de KASKADE prédit correctement les spectres des protons, hélium et muons en fonction de l'altitude. En ce qui concerne CORSIKA, les résultats varient d'un modèle à l'autre. Bien que dans cette analyse on ne cherche pas à tester les interactions au-delà du TeV, nous pouvons conclure quant aux modèles de basse énergie. ISOBAR donne de mauvais résultats

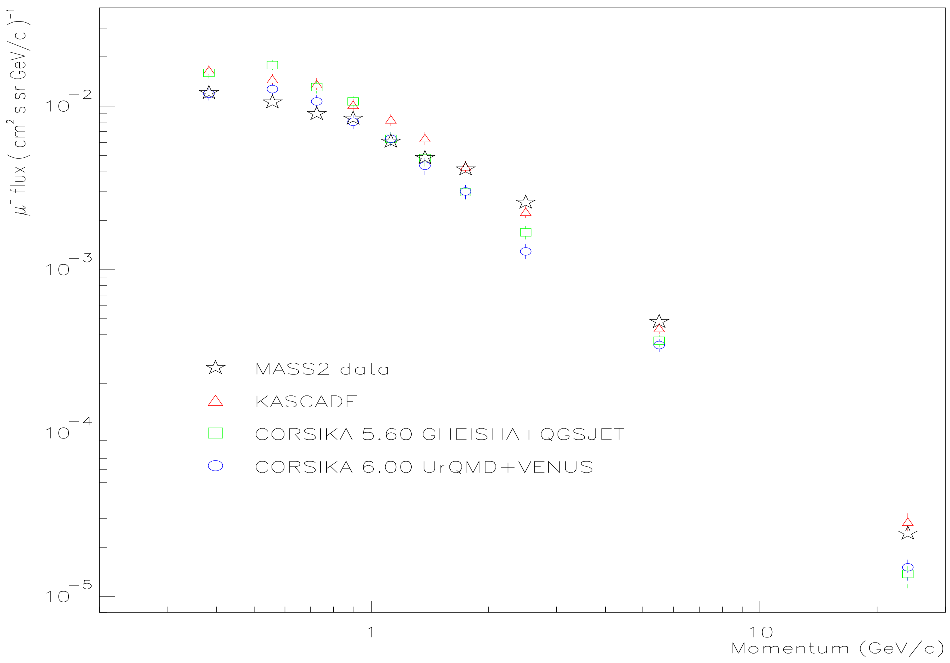


FIG. 3.3: *Spectre des μ^- mesuré par MASS91 [33] (étoiles) pour des profondeurs d'atmosphère comprises entre 164 et 255 g.cm^{-2} comparé aux simulations.*

Générateur	Modèle hadronique		proton	hélium	muon
	basse énergie	haute énergie	$\chi^2/24$	$\chi^2/7$	$\chi^2/70$
KASCADE	Gaisser et Stanev		1.6 †	1.3 †	2.5 ‡
CORSIKA 5.60	ISOBAR	HDPM	5.0	1.6	16.5
CORSIKA 5.60	GHEISHA	HDPM	2.8	63	3.8
CORSIKA 5.60	GHEISHA	QGSJET	2.8	53	3.4 ‡
CORSIKA 5.60	GHEISHA	VENUS	1.8	56	4.2
CORSIKA 5.60	GHEISHA	SIBYLL	4.6	59	3.5
CORSIKA 5.60	GHEISHA	DPMJET	2.1	67	2.7
CORSIKA 6.00	GHEISHA	HDPM	1.7	5.5	9.6
CORSIKA 6.00	GHEISHA	QGSJET	3.2	2.7	8.0
CORSIKA 6.00	GHEISHA	VENUS	2.0	4.7	10.1
CORSIKA 6.00	GHEISHA	SIBYLL	1.9	3.4	9.9
CORSIKA 6.00	GHEISHA	DPMJET	2.3	8.4	9.5
CORSIKA 6.00	GHEISHA	NEXUS	2.4	5.9	9.3
CORSIKA 6.00	URQMD	HDPM	1.8	5.4	3.5
CORSIKA 6.00	URQMD	QGSJET	1.8	5.2	2.0
CORSIKA 6.00	URQMD	VENUS	1.3 †	4.4 †	2.5 ‡
CORSIKA 6.00	URQMD	SIBYLL	1.5	3.8	2.4
CORSIKA 6.00	URQMD	DPMJET	1.5	3.1	2.5
CORSIKA 6.00	URQMD	NEXUS	1.8	2.5	1.7

† *voir Fig. 3.2*, ‡ *voir Fig. 3.4*

TAB. 3.1: *Résultats de χ^2 par degré de liberté des comparaisons de modèles hadroniques avec les données de MASS91[34, 33] pour les flux de protons et hélium (figure 3.2) et les flux de μ (figure 3.4) en fonction de la profondeur atmosphérique.*

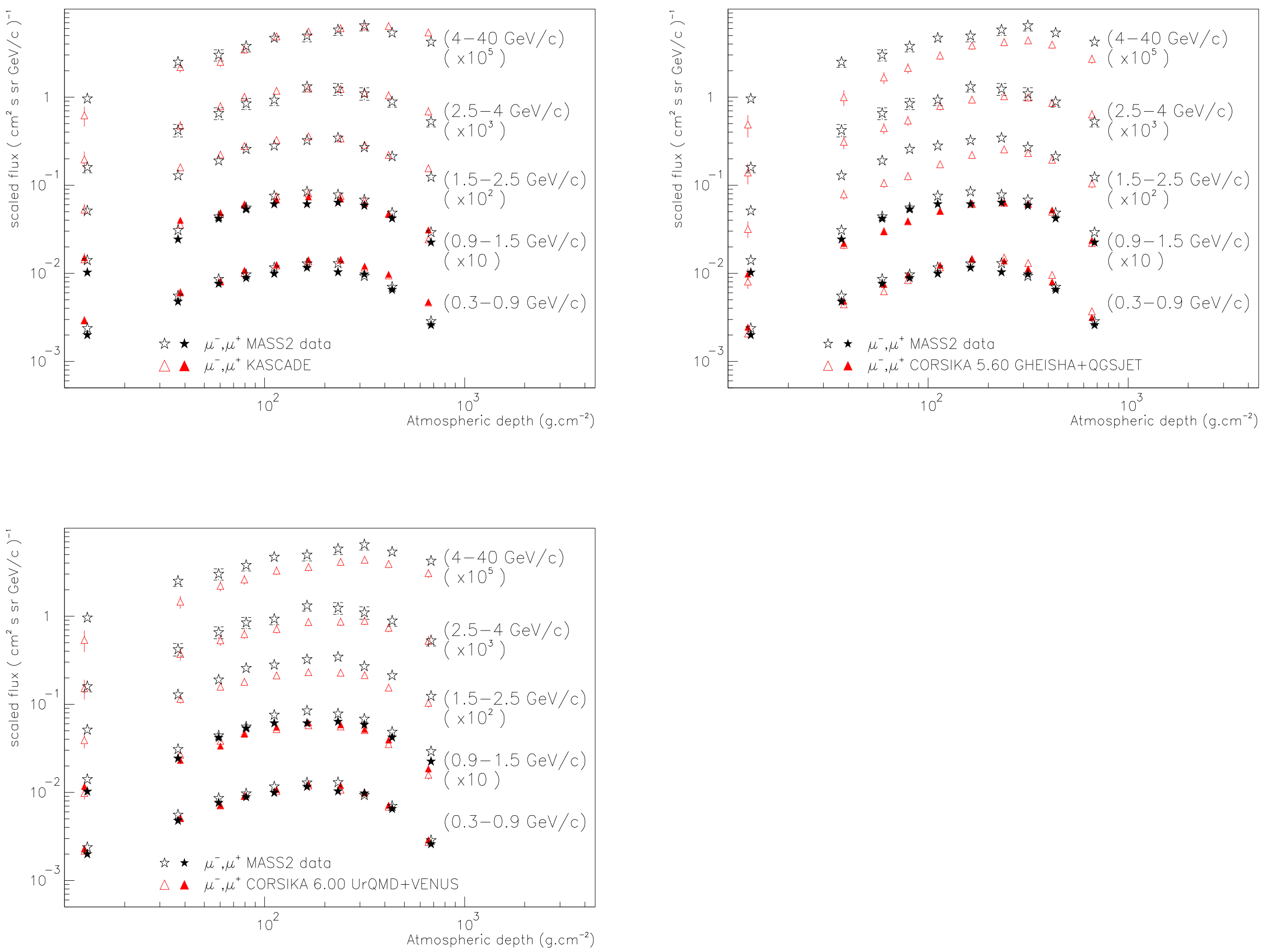


FIG. 3.4: *Flux des μ^- et μ^+ en fonction de la profondeur d'atmosphère mesuré par MASS91 [33] (étoiles) comparé aux simulations. Certaines distributions ont été renormalisées.*

(le modèle est supprimé dans la version 6.00), GHEISHA produit trop de muons de basse énergie, et le modèle en meilleur accord avec les données est UrQMD. Cette analyse a donné lieu à une publication [44].

Chapitre 4

Les paramètres atmosphériques

Nous précisons dans cette partie les paramètres atmosphériques utilisés dans la collaboration pour les simulations de gerbes. Leur impact sur la densité de lumière Cherenkov au sol est étudié en détail dans [58].

4.1 Le profil de densité

4.1.1 L'impact du profil de densité sur la densité de photons au sol

Les densités de lumière Cherenkov au sol, obtenues pour des gerbes de 100 GeV et pour plusieurs profils de densité d'atmosphère, sont représentées figure 4.1. Cette figure montre que la densité de photons au sol dépend fortement du profil d'atmosphère : les écarts peuvent atteindre 60%.

La quantité de lumière émise varie car le nombre de traces chargées atteint son maximum pour des densités d'atmosphère différentes et donc des indices de réfraction n_{max} différents. Cela influe directement sur la quantité de lumière Cherenkov émise par unité de longueur. Ensuite, la tache lumineuse au sol est géométriquement plus ou moins étalée selon l'altitude du maximum de gerbe et la valeur de l'angle Cherenkov à cette altitude, dépendant lui aussi de n_{max}. Ces effets se traduisent qualitativement par une dépendance proportionnelle à $(h_{med} - h_{obs})^{-2}$ de la densité de photons au sol, où h_{med} est l'altitude moyenne d'émission des photons et h_{obs} l'altitude d'observation [58].

4.1.2 La paramétrisation de l'indice de réfraction

Des effets beaucoup plus fins sont liés à la paramétrisation de l'indice de réfraction. L'écart à l'unité de l'indice de réfraction $n - 1$ dépend de la longueur d'onde : il varie typiquement de 5% entre 300 et 600 nm. Il n'est pas non plus directement proportionnel à la densité de l'atmosphère, mais dépend aussi de sa composition qui varie avec l'altitude. En pratique, ces effets fins ne jouent que très peu sur la densité de photons Cherenkov au sol et on les néglige dans la simulation.

4.1.3 Mesures atmosphériques au niveau du site expérimental

Des mesures en ballon des profils de température et de pression atmosphériques ont été réalisées en 1999 à Windhoek, à 100 km du site expérimental [59]. Cela a permis de produire des profils de densité mensuels et moyennés sur l'année (voir Fig. 4.2). On obtient des résultats proches du profil tropical inclus dans le programme de calcul de transparence atmosphérique MODTRAN [60].

Les différences maximales de densité au cours de l'année sont inférieures à 5% de 0 à 20 km d'altitude. La densité est cependant pratiquement constante à 10 km d'altitude, au maximum d'émission Cherenkov. A cette même altitude, les épaisseurs d'atmosphère varient de 0.3 longueurs de radiation,

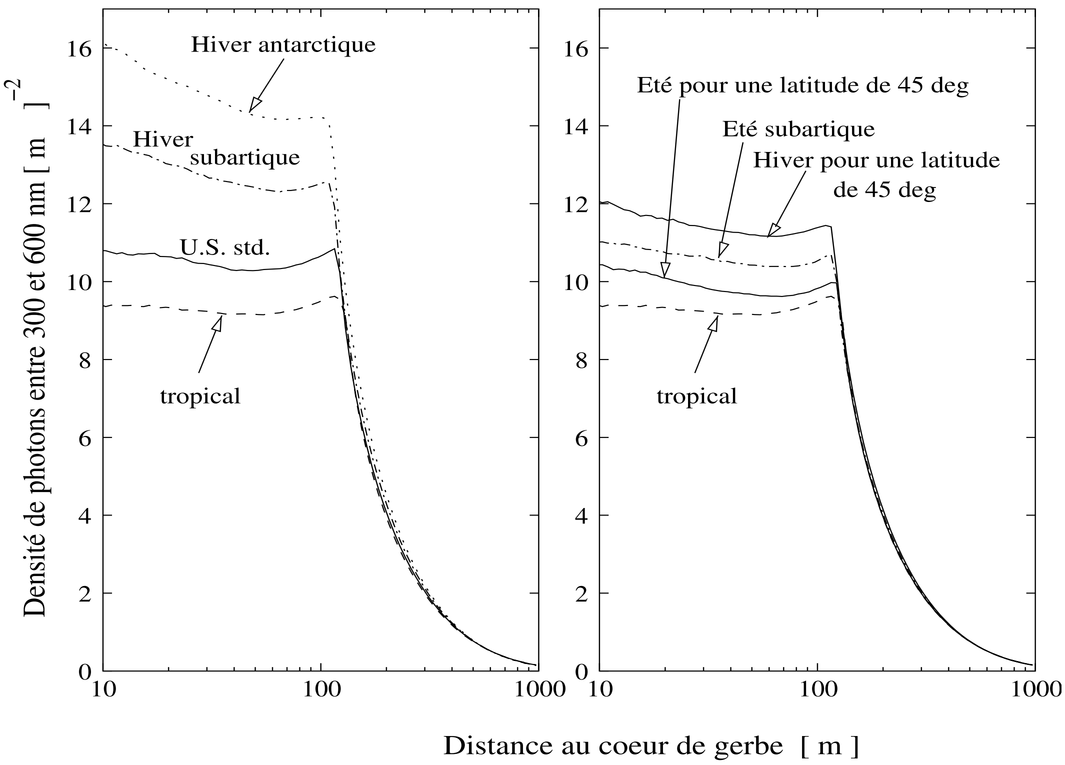


FIG. 4.1: *Densité moyenne de photons Cherenkov de longueur d'onde comprise entre 300 et 600 nm pour des gerbes de γ de 100 GeV simulées avec CORSIKA 5.71 à l'altitude de 2200 m pour différents profils atmosphériques. Le même modèle d'absorption a été utilisé. Cette figure est tirée de [58].*

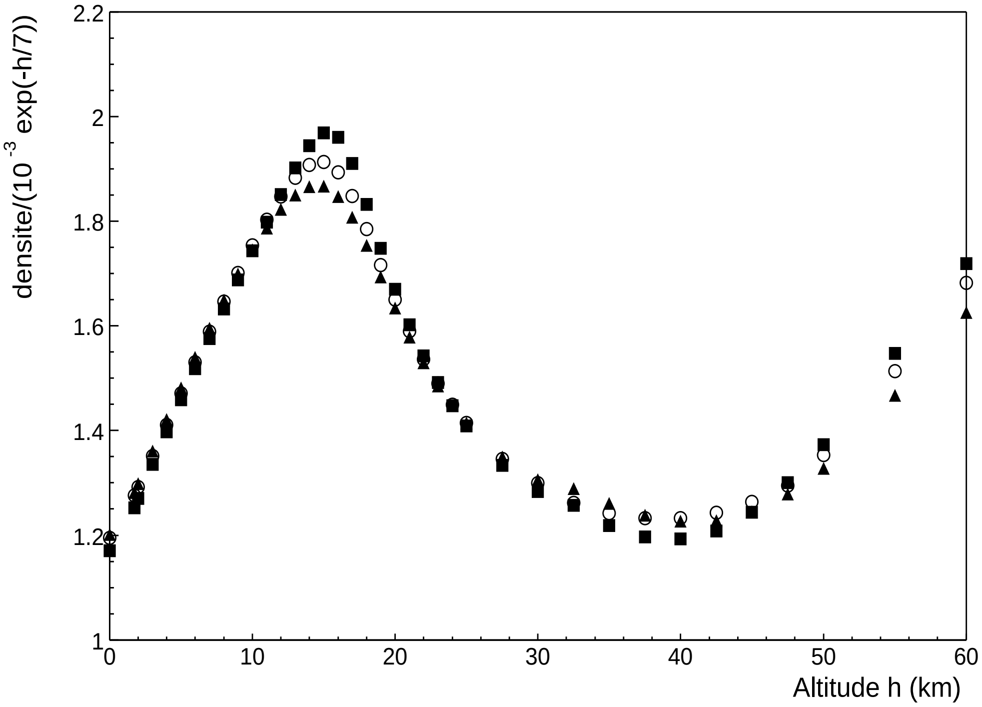


FIG. 4.2: *Densité atmosphérique en fonction de l'altitude à partir de mesures radiosonde dans la région de Windhoek. Moyenne annuelle (ronds vides), en février (carrés), et en juin (triangles).*

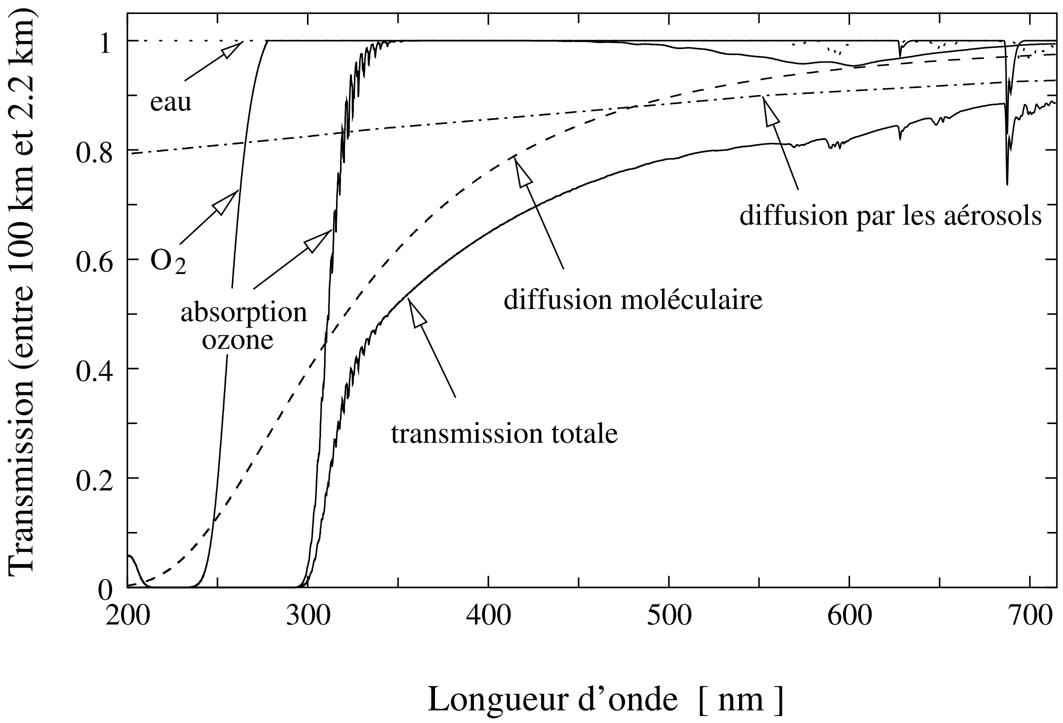


FIG. 4.3: *Transmission de la lumière se propageant verticalement entre 100 km et 2.2 km, calculée avec MODTRAN. Cette figure est tirée de [58].*

ce qui correspond à un décalage des maxima d'émission de 160 m. La variation attendue en densité de photons à 1800 m est donc de l'ordre de 4%, le maximum étant en juin. A partir de simulations Monte Carlo, on obtient une différence de 3% sur les densités de photons entre 0 et 120 m du point d'impact des gerbes.

4.2 Absorption

Les sources d'absorption et de diffusion des photons ultraviolets (UV) et optiques sont représentées figure 4.3 en fonction de la longueur d'onde.

L'ozone absorbe fortement les longueurs d'ondes inférieures à 340 nm. L'oxygène absorbe dans l'UV sur une gamme de longueur d'onde où HESS n'est pas sensible. La principale source d'absorption est la diffusion de Rayleigh sur les molécules. Pour une durée d'intégration de 16 ns et pour le champ de vue de HESS de 5°, la lumière diffusée ne représente qu'une fraction de l'ordre de 10^{-3} de la lumière directe. Elle peut donc être négligée et l'on ne considère qu'un terme d'absorption. Il en est de même pour les aérosols, bien qu'il s'agisse de diffusion de Mie dont la distribution angulaire est accentuée vers l'avant. La distribution de ces derniers en fonction de l'altitude est difficile à évaluer. En effet, ils se concentrent sur une couche de l'ordre de 2 km au-dessus du sol. Ainsi, la topograghie du site expérimental joue un rôle important, un site au sommet d'une montagne sera moins exposé aux aérosols qu'un site en plaine. Il existe aussi des variations saisonnières et diurnes qui conduisent à une erreur systématique sur la résolution en énergie d'une expérience Cherenkov.

La concentration d'ozone est aussi sujette à des variations importantes. Cependant, cela n'affecte que les longueurs d'onde autour de 300 nm, où l'efficacité quantique des photo-multiplicateurs utilisés dans HESS est faible.

L'ensemble de ces effets combinés obtenus avec MODTRAN sont représentés figure 4.4 pour l'atmosphère de HESS, le détecteur se trouvant à 1800 m d'altitude. A 10 km, au maximum d'émission

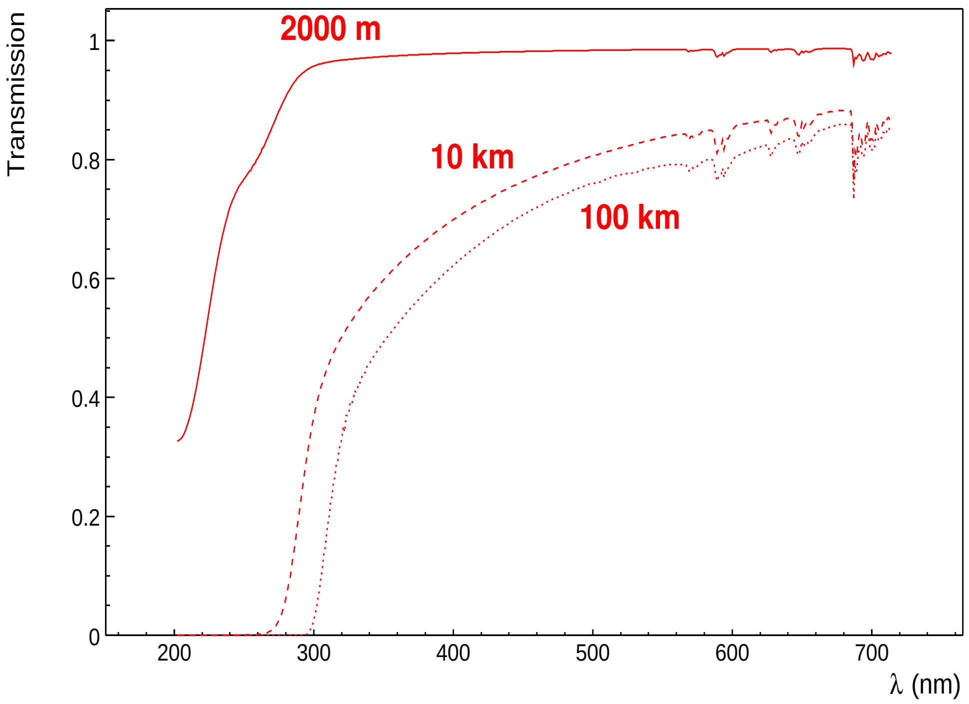


FIG. 4.4: *Transmission de la lumière se propageant verticalement, provenant de 100 km, 10 km (maximum d'émission pour les γ) et 2000 m (anneaux de muons) jusqu'à 1800 m. Cette transmission est obtenue à partir du programme MODTRAN pour l'atmosphère de HESS telle qu'utilisée dans les simulations Monte Carlo.*

Cherenkov, la coupure a lieu à 300 nm. La lumière des muons donnant des anneaux complets dans la caméra de HESS provient de moins de 300 m au-dessus du télescope ($R/\tan\theta_c$, où R est le rayon du miroir et θ_c l'angle Cherenkov). A cette altitude, l'absorption est très réduite et la coupure aux petites longueurs d'onde provient de l'efficacité quantique du photo-multiplicateur (plus précisément de la transmission de la fenêtre d'entrée).

Deuxième partie

Le détecteur HESS

Chapitre 5

Un réseau de plus de dix télescopes

5.1 Projet

Le projet HESS vise à développer un instrument de seconde génération dans le domaine de l'astronomie gamma au sol et plus particulièrement dans le domaine des détecteurs à imagerie Cherenkov. D'un point de vue instrumental, l'objectif est d'allier les différents points forts des expériences existantes, à savoir de grands miroirs comme pour l'observatoire Whipple [6], une caméra à fine pixélisation associée à une électronique rapide comme l'expérience CAT [7], et la stéréoscopie comme HEGRA [9]. L'objectif est de descendre le seuil en énergie à moins de 100 GeV au zénith. Cela est réalisé grâce à la taille du miroir de 108 m^2, à la petitesse des photo-multiplicateurs d'un diamètre angulaire de $0.17°$ et au temps d'intégration du signal de 16 ns. La stéréoscopie, comme nous le verrons par la suite, permet une réjection importante des événements muons au niveau du déclenchement. En effet, ces derniers ne donnent un signal significatif que dans un télescope. La stéréoscopie permet aussi une réjection des gerbes hadroniques au niveau de l'analyse ce qui améliore la sensibilité de l'instrument. Elle permet une meilleure résolution géométrique de la provenance de la gerbe et une détermination non-ambiguë de son point d'impact. Enfin, le fait d'avoir plusieurs images d'un même événement améliore la résolution en énergie.

5.1.1 A propos de la géométrie du réseau

Les quatre télescopes de la première phase de HESS forment un carré de 120 m de côté. Le choix de cet espacement est motivé par plusieurs critères.

Maximisation de la surface efficace

La figure 2.6 montre la densité de photons au sol pour des gerbes verticales de gamma de 100 GeV, valeur proche du seuil en énergie des télescopes. La densité est pratiquement constante pour des distances au coeur de gerbe inférieures à 125 m, puis décroît exponentiellement à plus grande distance. On peut donc considérer, en première approximation, qu'un télescope déclenche systématiquement pour des gerbes de distance d'impact au télescope inférieures à 125 m. Dans cette approximation, la surface efficace de déclenchement pour au moins deux télescopes en coïncidence parmi quatre est représentée figure 5.1 en fonction de l'espacement des télescopes. Cette surface est supérieure à celle d'un télescope unique pour un espacement inférieur à 150 m.

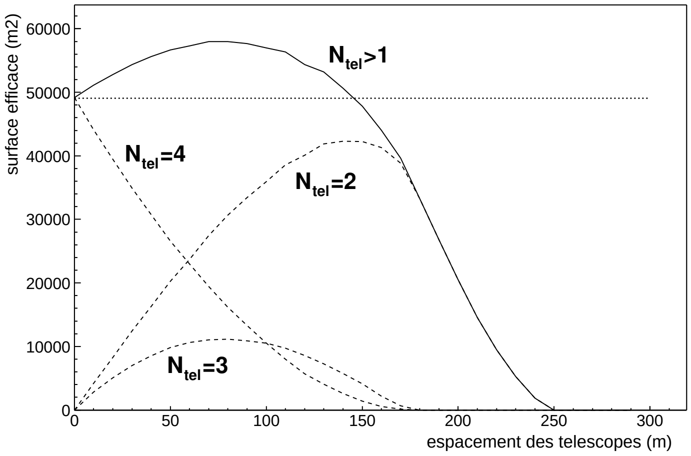


FIG. 5.1: *Surface efficace de détection pour au moins deux télescopes en coïncidence parmi quatre (trait plein) et pour exactement 2, 3 et 4 télescopes en coïncidence (en pointillé) en fonction de l'espacement des télescopes en considérant que la surface de détection d'un télescope est de* $(\pi[125\ \mathrm{m}]^2)$.

Réjection des muons

Nous verrons section 13.1.3 que les muons représentent 60% des événements déclenchant un télescope. La figure 13.5 montre la distribution des paramètres d'impact de ces muons obtenue par simulation. Les distances au centre du télescope, contenant 90% et 99% des évenements déclenchant le système, valent respectivement 80 m et 135 m (l'histogramme a été ajusté par une loi $\propto \rho \times \exp(-\rho/20\,\mathrm{m})$ où ρ est la distance au centre du télescope). Ainsi, une séparation des télescopes de l'ordre de 100 m assure une bonne réjection muonique. Par ailleurs, une gerbe hadronique donne souvent lieu à une composante électromagnétique visible par plusieurs télescopes, ainsi que des arcs de muons qui ne sont alors observés que par un télescope, ce qui permet de rejeter l'événement à l'analyse.

Résolution angulaire

La stéréoscopie n'a d'intérêt que si la séparation angulaire des axes des images reconstruites est bien supérieure à la résolution sur l'orientation d'une image individuelle. La figure 11.6 montre que la séparation angulaire entre deux images reconstruites doit être de $50°$ pour obtenir une résolution angulaire de la gerbe reconstruite à 10% de la résolution optimale. En se basant sur un paramètre d'impact de 125 m qui correspond à la valeur la plus probable (les événements les plus nombreux sont au seuil en énergie et leur paramètre d'impact le plus probable est alors 125 m), on obtient une limite inférieure sur la séparation des télescopes de 105 m.

5.1.2 Descriptif des installations

La figure 5.2 montre la répartition des différents instruments et infrastructures sur le site. Une zone couvrant les quatre télescopes est délimitée par une barrière électrifiée pour protéger les instruments des grands animaux. Chaque télescope est encadré de quatre paratonnerres et pourvu d'un hangar de protection de la caméra. Un réseau de câbles souterrains relie les télescopes au bâtiment de contrôle. Celui-ci est alimenté en électricité par un groupe électrogène. Les communications avec le monde extérieur se font par l'intermédiaire d'une antenne radio. En plus des télescopes, le champ est pourvu d'une station météorologique et d'un télescope ROTSE III [62]. Ce dernier a pour objectif d'observer la contre-partie dans la gamme en longueurs d'ondes du visible des sursauts gamma suite à une

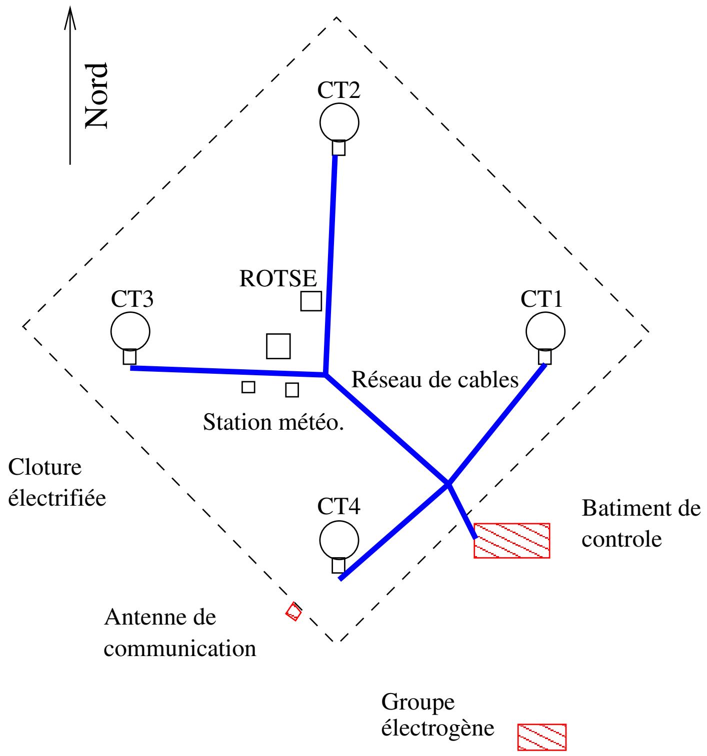


FIG. 5.2: *Agencement des différents instruments et infrastructures sur le site.*

alerte. Il peut cependant être utilisé le reste du temps pour des observations associées au programme scientifique de HESS, comme le suivi de la variabilité optique des blazars. Le premier télescope (CT3) prend des données depuis juin 2002. En plus de la caméra, le télescope est pourvu d'un panneau de photo-diodes luminescentes (LEDs) faisant face aux PMs de la caméra, d'un laser, ainsi que d'un radiomètre mesurant la présence éventuelle de nuages dans le champ de vue de la caméra. Deux caméras CCD permettent l'alignement des miroirs et les corrections de pointé par suivi d'étoiles. Une station météo se trouve aussi sur le site. En janvier 2003, la caméra du deuxième télescope (CT2) a été montée et les premiers tests ont été effectués. Des coïncidences entre plusieurs télescopes ont été identifiées dans l'analyse des données en mars. Le système de déclenchement central a été installé pendant l'été 2003, la troisième caméra en septembre et la dernière est prévue pour décembre 2003.

5.1.3 Emplacement du site

Le site se trouve en Namibie, à 100 km au sud-ouest de la capitale Windhoek, à 23° 16' 18.4" S de latitude et 16°30'00.8' E de longitude. L'altitude du site est de 1800 ± 20 m. Cet emplacement a été choisi pour les excellentes conditions météorologiques, la pureté du ciel, et la latitude permettant l'observation du centre galactique au zénith. La figure 5.3 montre les contours d'élévation maximale sur toute l'année au niveau du site de HESS en coordonnées galactiques. Les sources suivies par HESS y sont représentées ainsi que l'ensemble des sources détectées au TeV (voir le premier chapitre).

5.2 Collaboration

La collaboration HESS regroupe des laboratoires français, allemands et anglais. Les Allemands sont maîtres d'oeuvre du site, de la structure du télescope ainsi que des miroirs, et de l'informatique d'acquisition centrale des données. Les Français construisent les caméras, la tâche étant répartie entre le laboratoire Leprince-Ringuet pour la structure mécanique, et le LPNHE Paris pour l'électronique de

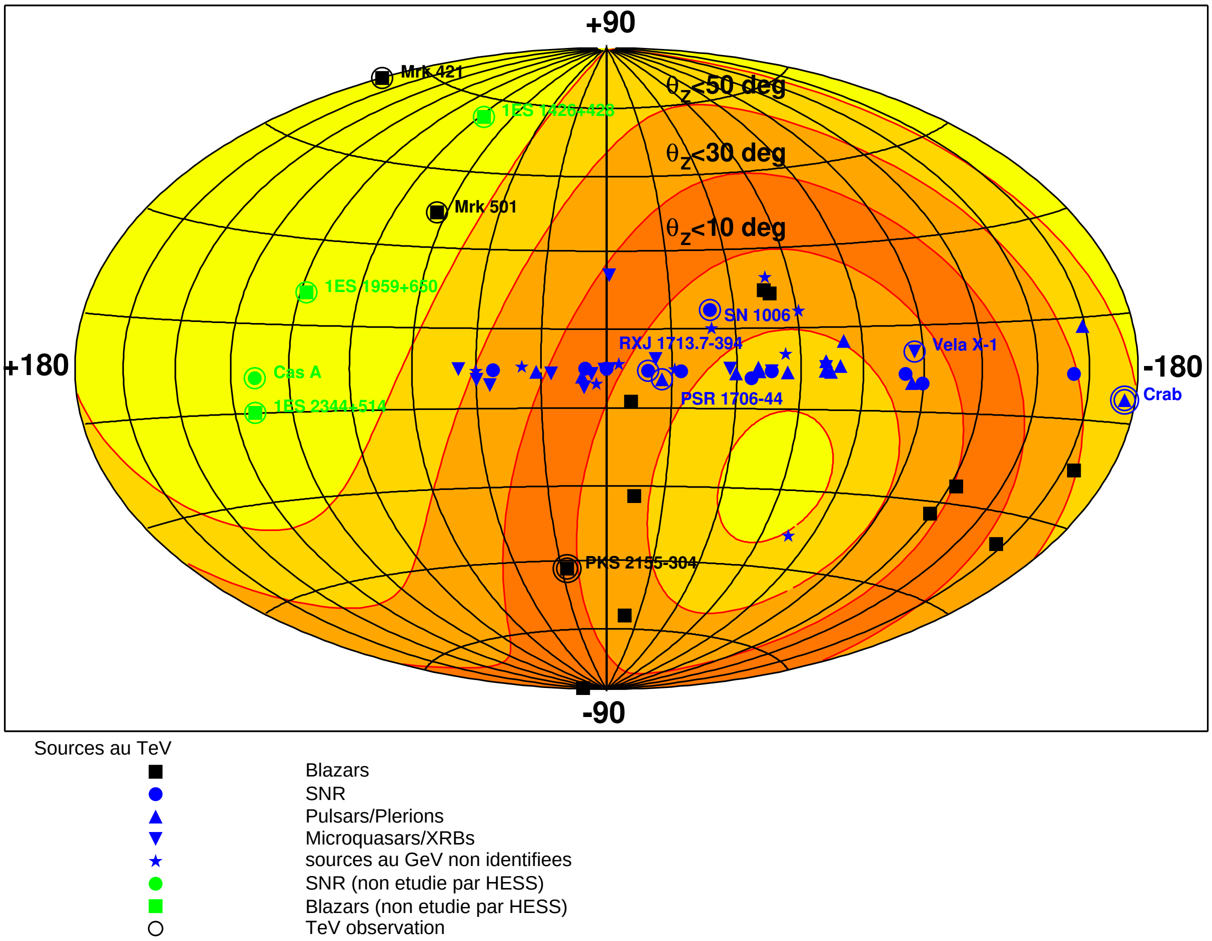


FIG. 5.3: *Les contours d'élévation maximale sur toute l'année au niveau du Gamsberg (situé à quelques kilomètres du site HESS) en coordonnées galactiques.*

la caméra et l'informatique d'acquisition locale ("front-end"). Le PCC Collège de France a construit un banc de test des cônes de Winston. Les Anglais se chargent des outils de suivi des paramètres atmosphériques, ainsi que d'un laser illuminant le télescope. Ce laser apporte des informations importantes pour le calibrage de l'efficacité de collection de lumière relative des PMs. Les miroirs ont été fabriqués par deux instituts en Arménie et en République Tchèque.

Chapitre 6

Le télescope

6.1 Optique

La monture choisie est de type Davies Cotton [63]. Ce type de monture donne des aberrations de coma inférieures à celles d'un miroir parabolique mais induit une dispersion en temps des photons supérieure. 380 miroirs sphériques de 60 cm de diamètre et de rayon de courbure de 30 m sont placés sur une calotte sphérique de 15 m de diamètre, chaque miroir pointe à 15 m du centre de la calotte sphérique (voir figure 6.1). Deux emplacements de miroir sont utilisés pour les caméras CCD. La figure 6.2 montre la disposition des miroirs sur la structure.

Les miroirs sont fabriqués par deux entreprises "Compas" à Turnov (République Tchèque) et "Galactika" à Yerevan (Arménie). Ces deux entreprises ont fourni les miroirs des expériences CAT et HEGRA.

La distribution des résolutions angulaires des miroirs individuels obtenue sur banc de test [65] est représentée figure 6.3, sa valeur moyenne est de 0.4 mrad (rayon contenant 80% de la lumière).

La figure 6.6 montre la réflectivité moyenne des miroirs en fonction de la longueur d'onde, valant respectivement 78, 84, 85 et 80%, à 300, 400, 470 et 600 nm [65] (les réflectivités des miroirs "Compas" et "Galactika" sont pratiquement identiques).

Chaque miroir est monté sur une structure alt-azimutale en acier via un élément composé de deux servo-moteurs contrôlés à distance permettant leur alignement(figure 6.5). Cet alignement est réalisé pour chaque miroir individuel en projetant l'image d'une étoile sur une plaque située au plan focal du télescope. La procédure d'alignement des miroirs donne une résolution angulaire sur axe de 0.4 mrad (rayon contenant 80% de la lumière) dominée par la résolution angulaire des miroirs individuels [64]. La figure 6.4 montre cette résolution angulaire en fonction de la distance angulaire à l'axe optique pour les deux premiers télescopes (CT3 et CT2). L'écart-type de la tache lumineuse selon la direction radiale (σ_{radial}), la direction tangentielle ($\sigma_{\mathrm{tangentiel}}$) et le rayon sur disque contenant 80% de la lumière (r_{80}) sont représentés. La tache lumineuse est étirée selon la direction radiale pour des photons hors axe, et cette asymétrie augmente avec la distance angulaire à l'axe optique.

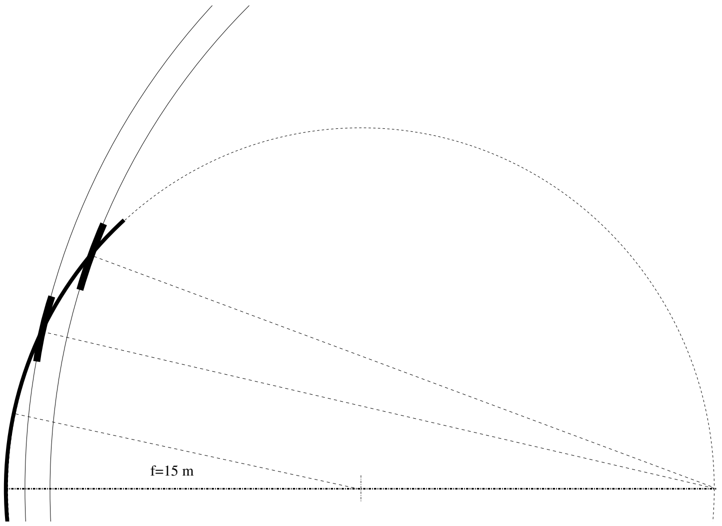


FIG. 6.1: *Principe du montage Davies Cotton.*

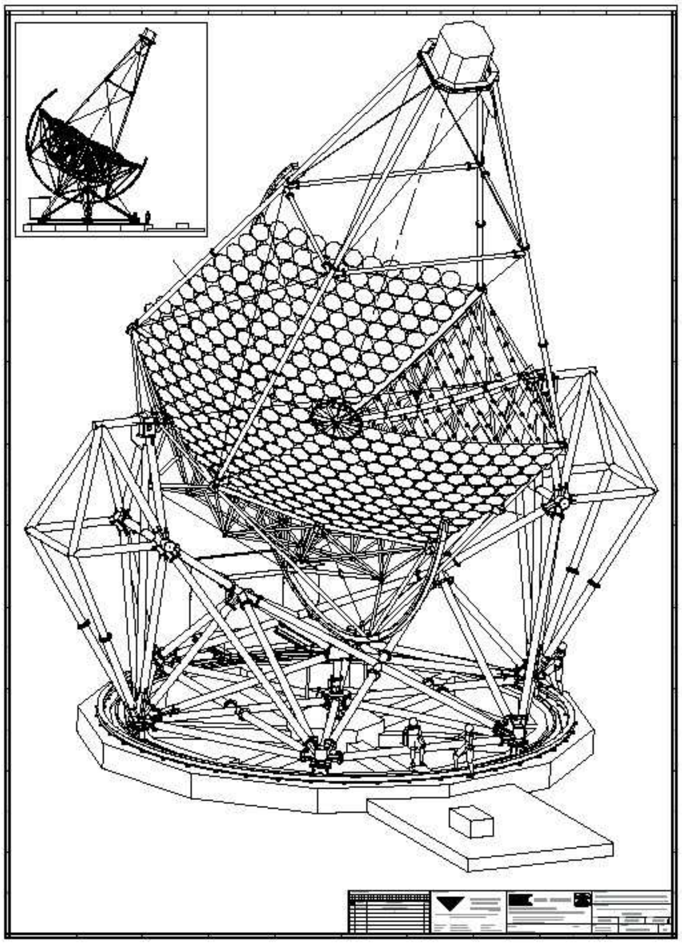


FIG. 6.2: *Dessin technique du télescope.*

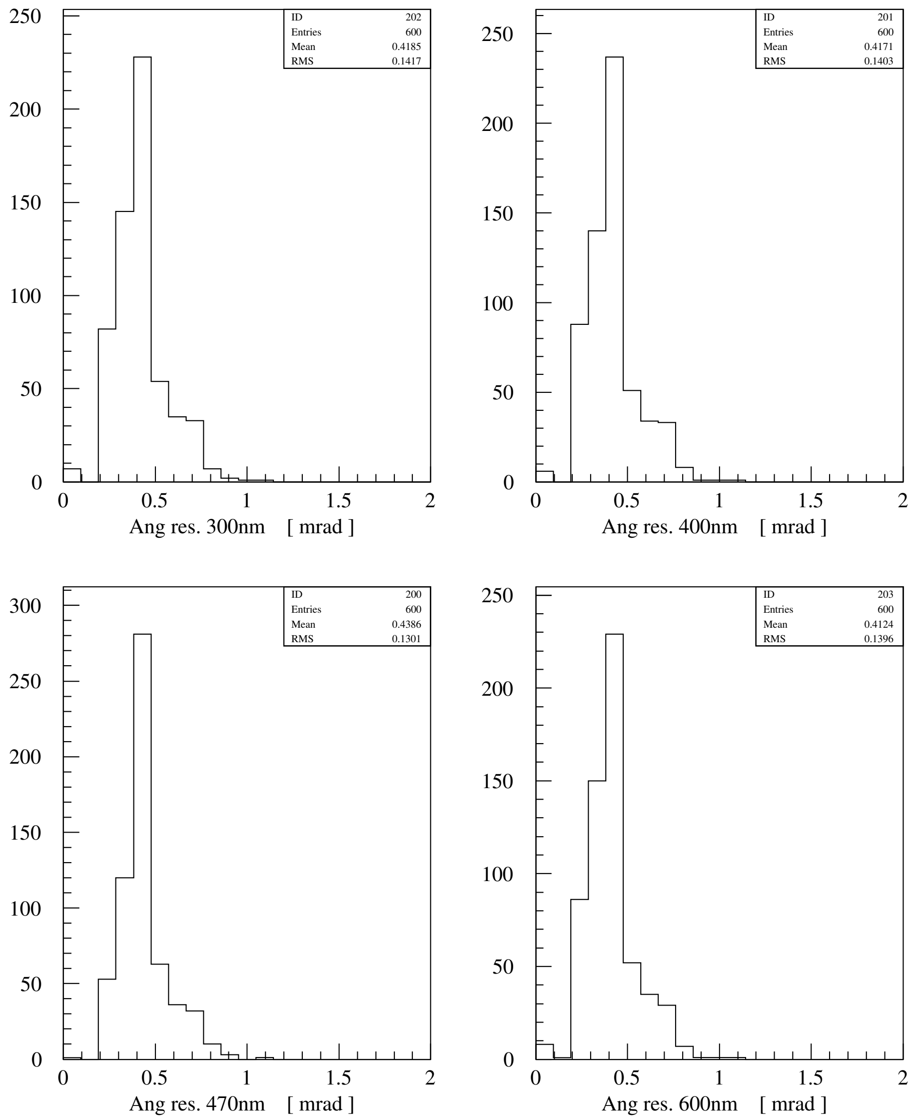


FIG. 6.3: *Distribution des résolutions angulaires des miroirs Compas pour quatre longueurs d'onde [65]. Pour chaque graphique, l'ordonnée correspond au nombre de miroirs dans chaque intervalle en résolution angulaire de 0.1 mrad.*

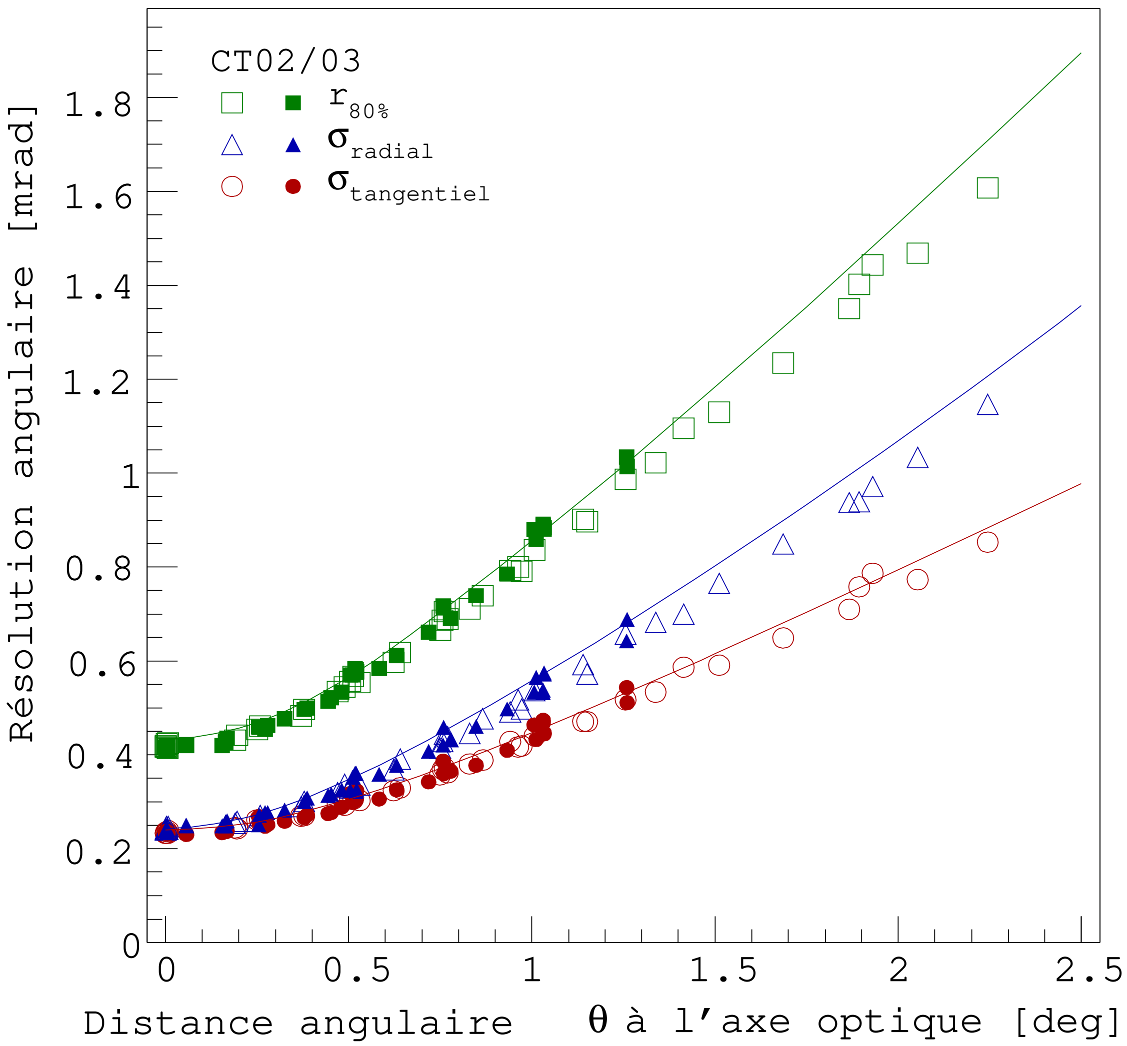


FIG. 6.4: *Résolution angulaire en fonction de la distance angulaire à l'axe optique pour les deux premiers télescopes (CT3 et CT2). Cette figure a été produite par R. Cornils.* σ_{radial} *et* $\sigma_{\text{tangentiel}}$ *sont respectivement les écarts-type de la tache lumineuse selon les directions radiale et tangentielle.* r_{80} *est le rayon sur disque contenant 80% de la lumière.*

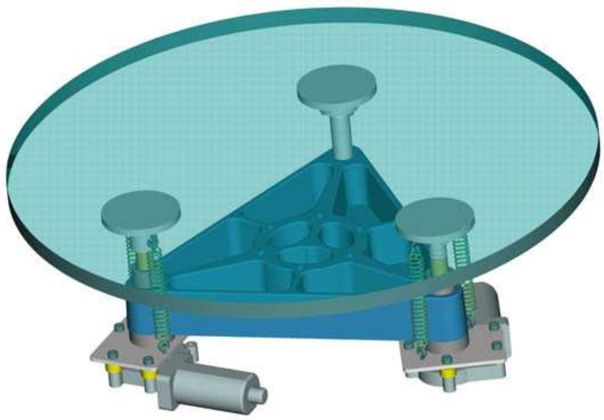


FIG. 6.5: *Système de fixation d'un miroir sur la structure du télescope. Deux servo-moteurs permettent leur alignement à distance.*

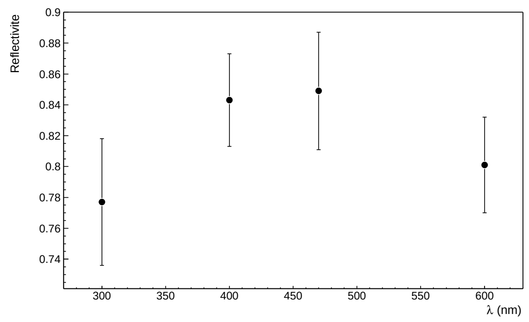


FIG. 6.6: *Réflectivité moyenne des miroirs en fonction de la longueur d'onde [65].*

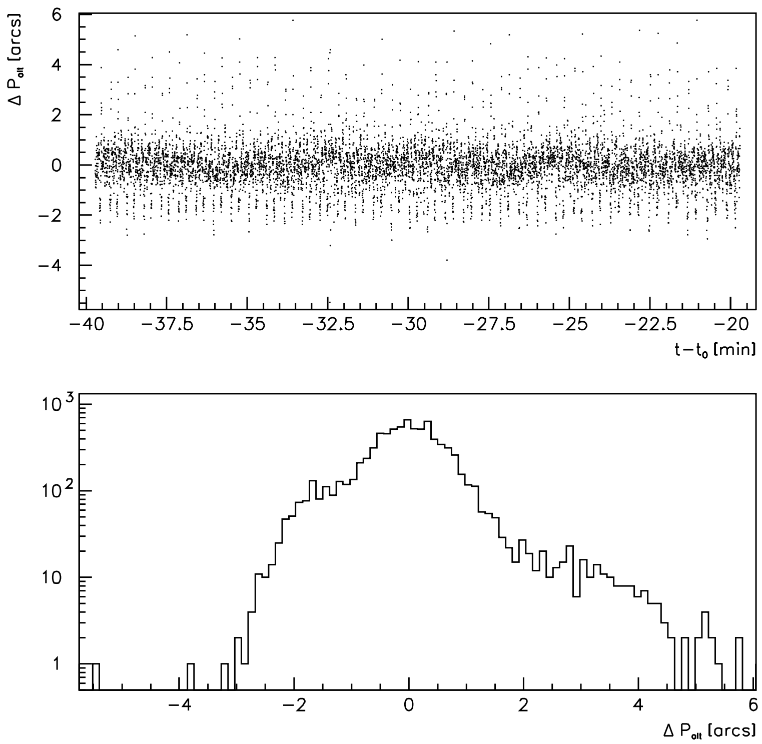


FIG. 6.7: *Écart entre la position du télescope et la position recherchée pendant une acquisition de vingt minutes. Cette figure est tirée de [66].*

6.2 Pointé du télescope

6.2.1 Motorisation du télescope

Le suivi de source est réalisé par deux moteurs actionnant des roues en contact par friction avec des rails en azimut et en élévation, le tout contrôlé par une boucle d'asservissement. Les erreurs de suivi sont représentées figure 6.7 tirée de [66] ; elles sont inférieures à 6 secondes d'arc.

6.2.2 Corrections de pointé

Les corrections à apporter au pointé du télescope sont dues aux effets suivants :

- du fait du temps de réponse de la boucle d'asservissement, il existe toujours un petit décalage entre la position souhaitée du télescope et la position réelle (effet 1). Ce décalage est enregistré en fonction du temps par le système de positionnement ("shaft encoders", voir figure 6.7).
- Une déviation non enregistrée est due au mauvais alignement des rails supportant le télescope (effet 2). Il existe des joints entre les différents rails qui produisent des écarts brefs de pointé et de petits décalages d'un rail à l'autre. Ces effets sont fonction de l'élévation et de l'azimut et donc reproductibles.
- Le positionnement de la structure soutenant les miroirs varie en fonction du pointé (effet 3).
- La structure elle-même se déforme (effet 4).
- Enfin, le centre de la caméra n'est pas exactement au centre optique du télescope, et le fléchissement de la structure dû à son propre poids et à celui de la caméra est fonction de l'élévation (effet 5).

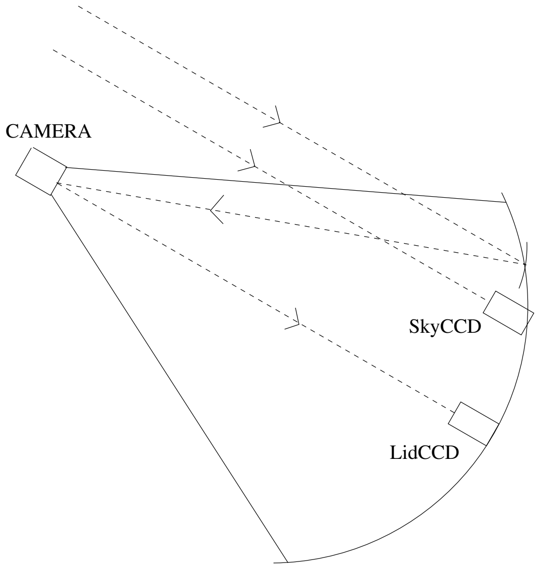


FIG. 6.8: *Procédure d'étalonnage du pointé du télescope. Une étoile est observée directement par une caméra CCD appelée SkyCCD. Une autre caméra (LidCCD) mesure la position de l'image de l'étoile sur le capot de la caméra du télescope.*

La prise en compte de l'ensemble de ces effets pour estimer l'erreur de pointé est réalisée selon la procédure suivante [67] :
Une caméra CCD (dénommée *SkyCCD*) installée sur la monture du télescope (voir figure 6.8) acquiert des images d'une étoile brillante pour différentes positions du télescope. Cela permet de définir un modèle **A** entre les coordonnées de l'étoile et la position de son image dans la *SkyCCD*. Ce modèle inclut l'ensemble des effets associés au positionnement du télescope, à savoir les effets 1, 2 et 3.

Une autre caméra (*LidCCD*), positionnée à côté de la première, pointe sur la caméra et enregistre la position de diodes électro-luminescentes (LEDs dites de positionnement) sur le capot de la caméra ainsi que l'image de l'étoile produite sur le capot par le miroir du télescope. Les LEDs de positionnement permettent d'obtenir la position du centre de la caméra dans la *LidCCD*. Cela correspond à un modèle $\mathbf{B}_1$ associé à l'effet 5 (en considérant le fléchissement de la caméra par rapport à l'orientation de la *LidCCD*). La déformation de la structure des miroirs (effet 4) joue sur le positionnement de la *LidCCD* par rapport à la *SkyCCD*, selon un modèle $\mathbf{B}_2$. Le modèle **C** est la transformation entre la position de l'étoile dans la caméra et le centre de la caméra. Cela définit l'erreur de pointé et inclut l'ensemble des effets, $\mathbf{C}$=$\mathbf{A}\times\mathbf{B}_2\times\mathbf{B}_1$.

Le modèle $\mathbf{B}_1$, obtenu sur un lot de données avec la *LidCCD* et les LEDs de positionnement, s'avère dépendre uniquement de l'élévation θ. Le décalage vertical Δx dans la caméra se modélise par $\Delta x = -77.65'' \cos\theta$. L'amplitude de ce décalage est de 5.65 mm, soit environ un dixième de pixel. L'erreur sur ce modèle est de $1.6''$.

L'estimation de la position précise de l'étoile dans la *SkyCCD* dépend de la taille angulaire de l'étoile dans l'image qui est dominée par des effets atmosphériques ("*seeing*"). Les variations de positionnement du télescope durant le temps d'exposition de la caméra CCD induisent une incertitude supplémentaire. L'ensemble de ces deux effets donne une erreur de $1.7''$, à laquelle s'ajoutent les imperfections du modèle de réfraction atmosphérique utilisé ($1.5''$), et l'erreur sur la reproductibilité du positionnement du télescope de $2.9''$. Ainsi, le modèle **A** ne peut être obtenu qu'à une précision de $3.7''$. Une analyse sur 487 images donne un modèle conduisant à des résidus de $5''$.

L'erreur sur la correction de pointé obtenue à partir de $\mathbf{C}$=$\mathbf{A}\times\mathbf{B}_2\times\mathbf{B}_1$, est donc supposée être de $5.3''$ en négligeant l'erreur sur $\mathbf{B}_2$ que l'on considère constant. Si l'on dispose de données de la *SkyCCD*, cette erreur est réduite à celle qui est due au *seeing* $\simeq 1''$ pour de bonnes conditions atmosphériques.

Chapitre 7

La caméra

7.1 Description générale

La caméra est composée de 960 photo-multiplicateurs (PMs) assemblés suivant un réseau en nid d'abeille représenté figure 7.1. Ces PMs sont regroupés par 16 et fixés dans des structures mécaniques appelées "tiroirs". La caméra est donc formée de 60 tiroirs. Chacun d'entre eux contient trois cartes électroniques ; deux cartes "analogiques" sont en charge de l'élaboration de la décision de déclenchement, du stockage du signal sous forme analogique et de sa numérisation à l'occasion d'un déclenchement. La dernière carte dite "slow control" sert au formatage des données (encapsulation) et à leur transfert au système d'acquisition (des informations de contrôle peuvent être aussi envoyées : valeurs de haute tension appliquées aux PMs, températures mesurées, courants de haute tension et d'anode et comptage du taux de déclenchement par PM). Elle permet de configurer les basses tensions, les seuils de déclenchement et la lecture des données (configuration de la largeur et du positionnement de la porte de lecture, activation des cartes "mémoire analogique"). Cette carte peut aussi être désactivée par le système d'acquisition (pour la réactiver, l'ensemble du tiroir doit être éteint puis rallumé).

Le choix d'une géométrie modulaire facilite la maintenance de la caméra. Lorsqu'un PM ou une carte est défectueux, on remplace le tiroir complet. Le tiroir défectueux est alors rapporté en Europe pour réparation.

Devant les PMs est disposée une plaque en trois parties supportant des cônes collecteurs de lumière. Cette fenêtre d'entrée de la caméra est protégée par un capot manipulé à distance par un système pneumatique. L'arrière de la caméra contient plusieurs châssis incluant le système d'acquisition, les cartes électroniques pour la gestion des données, des bus et du déclenchement.

Le système est construit de telle sorte que la caméra n'est reliée à l'acquisition centrale que par deux fibres optiques, l'une pour les données, l'autre pour la communication avec le système de déclenchement central lors d'acquisitions avec plusieurs télescopes, et par les câbles d'alimentation en puissance. Le schéma mécanique de la caméra est représenté figure 7.2 et le schéma de l'électronique de déclenchement et d'acquisition figure 7.3.

Dans la suite de ce chapitre, nous décrirons les éléments constitutifs de la caméra, du pixel au système global d'acquisition, en passant par l'électronique d'un tiroir. Nous décrirons à chaque étape les paramètres indispensables à une simulation réaliste du détecteur en ce qui concerne l'optique, le déclenchement et la lecture des données.

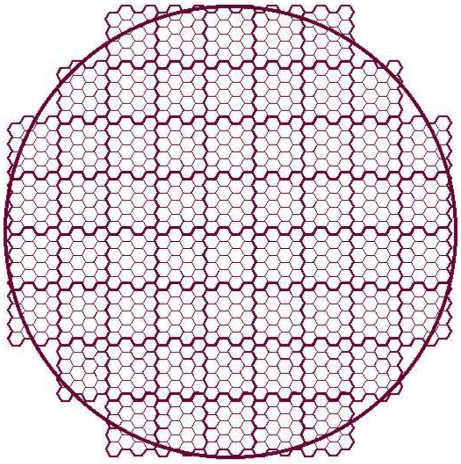


FIG. 7.1: *Vue de devant de la répartition des pixels dans la caméra.*

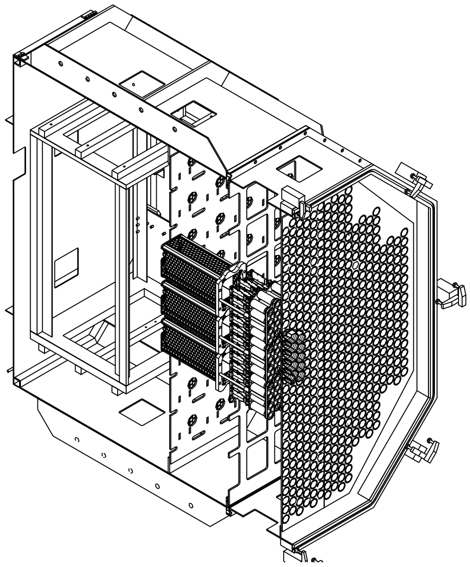


FIG. 7.2: *Vue en coupe de la mécanique de la caméra.*

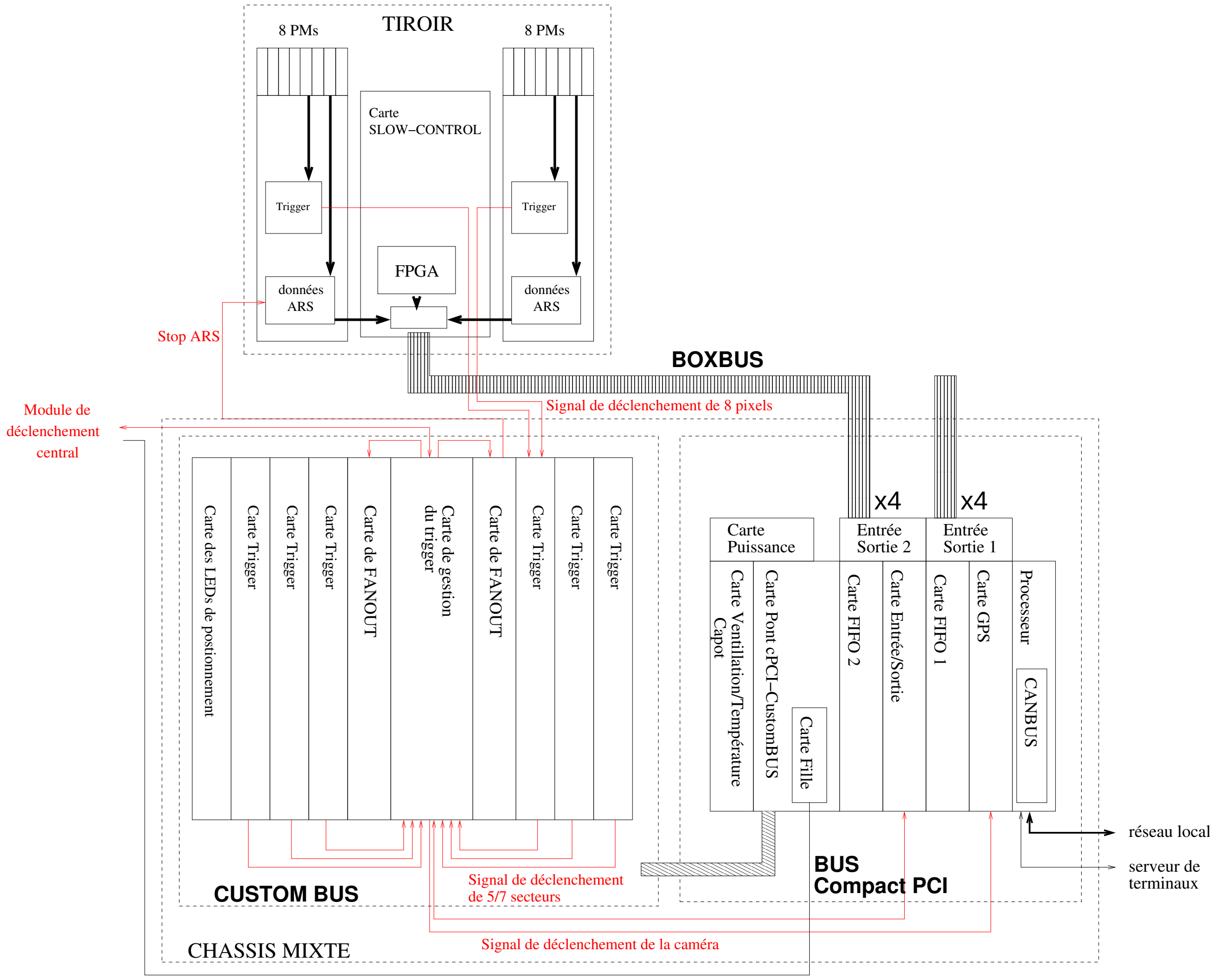


FIG. 7.3: *Principe de l'électronique de déclenchement et d'acquisition de la caméra.*

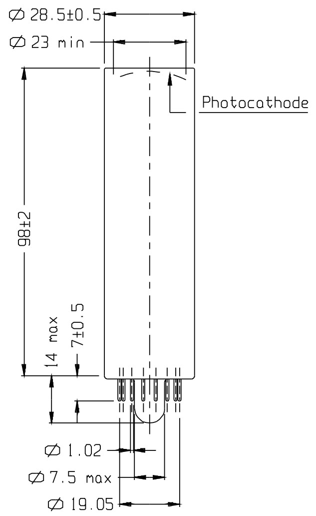


FIG. 7.4: *Vue en coupe du PM Photonis XP2960.*

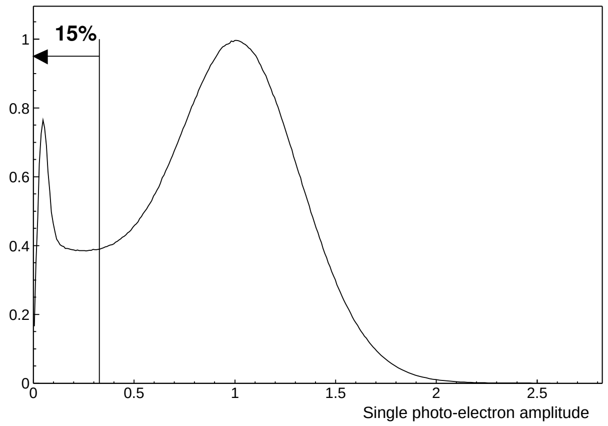


FIG. 7.5: *Modélisation de la distribution d'amplitude du photo-électron pour un gain de* 2×10^5.

7.2 Photo-multiplicateur

Les photo-multiplicateurs (PMs) utilisés dans les caméras sont produits par Photonis sous le code XP2960. Leur diamètre est de 28.5 mm pour une photo-cathode de 23 mm de diamètre, la zone efficace ayant un diamètre de 21 mm (voir figure 7.4). Il y en a 960 par caméra donnant un champ de vue de 5° de diamètre pour une distance focale de 15 m. Nous verrons que les cônes de Winston permettent entre autres d'augmenter le champ de vue d'un PM à 0.16° de diamètre.

Fenêtre d'entrée

La fenêtre d'entrée en borosilicate induit une coupure dans l'ultraviolet à 270 nm. Cela n'apporte pas de perte d'efficacité pour des photons Cherenkov émis à 10 km d'altitude, car l'absorption par l'ozone et la diffusion moléculaire produit une coupure naturelle à 270 nm. En revanche, pour des muons déclenchant le télescope à des altitudes de l'ordre de 1 km au dessus du télescope, la coupure due à l'atmosphère se situe à 240 nm et c'est la fenêtre d'entrée qui contraint le spectre aux petites longueurs d'ondes.

Efficacité quantique et efficacité de collection

La photo-cathode "bialkali" est composée d'antimoine, de potassium et de césium. L'efficacité quantique s'étend entre 250 et 650 nm, avec un pic de 27% à 380 nm. La distribution d'amplitude du photo-électron (γ_e) est représentée figure 7.5 pour un gain de 2×10^5. Le pic aux petites amplitudes est dû à des électrons émis par la photo-cathode n'atteignant pas la première dynode mais collectés par les étages inférieurs. Cette perte d'efficacité de collection est de l'ordre de 15%. Pour les électrons atteignant la première dynode, l'écart-type de la distribution d'amplitude du γ_e est de l'ordre de 40%. On note que le rapport pic-vallée est de l'ordre de 2.5.

Une mesure d'efficacité donnée par le constructeur pour chaque PM est obtenue via une lampe au tungstène d'une température de 2856 K filtrée dans le bleu. Le spectre obtenu est appelé "*Corning blue*" (CB). La valeur moyenne obtenue pour les PMs de la première caméra d'après les données du constructeur est de CB=11.6 μA/lm.

L'efficacité quantique ainsi que l'efficacité de collection ont été mesurées en fonction de la longueur d'onde sur banc de test pour quatre PMs [68]. Le PM est éclairé par une lampe au xénon dont la lumière est filtrée par un monochromateur donnant une résolution en longueur d'onde de 10 nm.

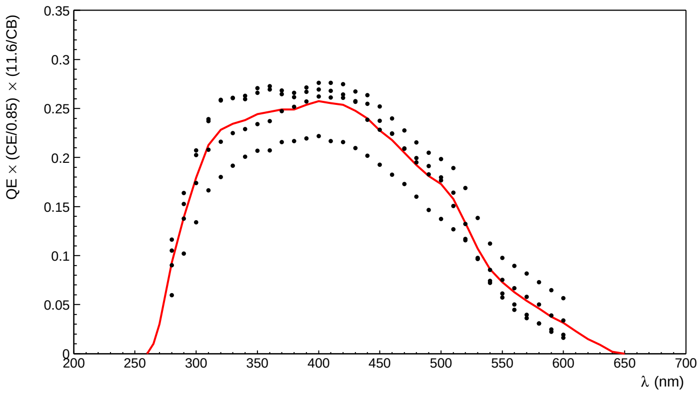


FIG. 7.6: *QE×(CE/0.85)×(11.6/CB) en fonction de la longueur d'onde pour quatre PMs [68]. La courbe en trait plein représente la valeur moyenne.*

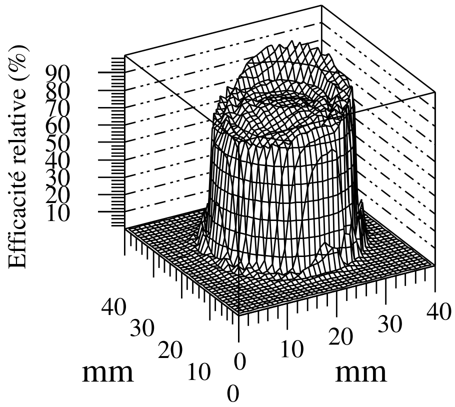


FIG. 7.7: *Efficacité quantique en fonction de la position sur la photo-cathode pour un PM typique. Cette figure est tirée de [69].*

Le taux d'illumination de la lampe est mesuré par une photo-diode calibrée. L'efficacité quantique (QE) est mesurée par le courant de cathode. L'efficacité de collection (CE) est déduite par la mesure du courant d'anode. La figure 7.6 représente la valeur QE×(CE/0.85)×(11.6/CB) en fonction de la longueur d'onde pour ces quatre PMs. Bien que l'on ait normalisé par la valeur de CB, on note une importante dispersion qui entraîne une erreur sur la valeur moyenne de l'ordre de 10%.

La figure 7.7 montre l'efficacité relative en fonction de la position sur la photo-cathode pour un PM typique. On note que la photo-cathode est sensible sur une surface de rayon 21 mm et que la dispersion d'uniformité sur cette surface est de l'ordre de 10% [69].

Gain

Le PM est pourvu de 8 dynodes. Un gain de l'ordre de 2×10^5 a été choisi pour identifier un photo-électron unique dans la voie de lecture après amplification. Un gain plus important diminuerait la durée de vie du PM. Ce gain nominal est obtenu pour une haute tension (HV) de l'ordre de 1000 V. Un diviseur de tension alimente chaque dynode proportionnellement à 1, 2, 1, 1, 3, 1, 1, 1. Le gain de chaque dynode est défini par son taux de multiplication et la perte d'électrons vers la dynode suivante. Il peut se paramétrer par $G_i = kV_i^\alpha$ où V_i est la tension appliquée à la dynode et α est généralement compris entre 0.65 et 0.75. Il a été observé que le gain varie comme $HV^{5.2}$ sur banc de test [70]. Ainsi, on obtient $\alpha = 0.65$ et $k \simeq 0.21$ en considérant que ces paramètres sont identiques pour toutes les dynodes. La variance du gain total $G \equiv \prod_{i=1}^{8} G_i$ vaut $var(G)/G^2 = \sum_{i=1}^{8} var(G_i)/G_i^2 = \sum_{i=1}^{8} \left(\prod_{j=1}^{i} G_j\right)^{-1}$, on obtient un écart-type de 46% compatible avec la valeur observée.

Forme du signal du photo-électron

La forme de l'impulsion du photo-électron à la sortie du PM est due aux variations de temps de transit d'un électron à l'autre entre les dynodes. Il est important de l'estimer précisément pour la simulation de l'électronique de déclenchement. Elle joue en revanche un rôle moins important pour la construction du signal de sortie intégré sur 16 ns. La mesure a été obtenue sur banc de test [71, 72]. Pour résumer, un tiroir alimenté en haute tension est protégé de la lumière ambiante afin de réduire le taux de γ_e dans les PMs à un taux permettant l'identification des signaux individuels. Les formes des signaux individuels sont enregistrées sur un oscilloscope numérique rapide en utilisant le signal de comparateur comme déclenchement (voir section 7.5). L'amplitude du signal est normalisée par rapport à l'intégrale du signal compte tenu du gain nominal de PM.

I1	Courant d'anode du PM	
C2	Capacité de sortie du PM	5 pf
L1	Inductance du câble entre l'anode et l'entrée du pré-amplificateur	30 nH
L2	Inductance du câble entre l'anode et la sortie du pré-amplificateur	30 nH
R1	Résistance d'entrée du pré-amplificateur	50 Ω
C1	Capacité d'entrée	8 pf

TAB. 7.1: *Valeurs des éléments utilisés dans la simulation de l'électronique du circuit de connexion du PM à la base.*

On observe un pic très étroit que l'on peut décrire sous la forme $V(t) \propto t^{2.9} \times \exp(-1.94 \times t)$ où t est en nanosecondes (voir figure 7.8). Cela correspond à un temps de montée de 1.5 ns et une largeur à mi-hauteur de 2.1 ns. L'amplitude nominale du signal est de 25.7 ± 1.6 mV. On note aussi plusieurs oscillations successives. Cela est dû au circuit de connexion du PM à la carte analogique où se trouvent des câbles d'une longueur de l'ordre du centimètre. Une simulation du circuit permet de retrouver la forme observée en partant initialement d'un signal d'une largeur à mi-hauteur de 2.8 ns. Les câbles reliant l'anode du PM et le pré-amplificateur sont modélisés en considérant une inductance de 10 nH.cm^{-1}. On tient aussi compte de faibles capacités au niveau du PM et du pré-amplificateur.

Le schéma du circuit et le signal obtenu sont représentés figures 7.9 et 7.10. Les paramètres du modèle sont listés table 7.1.

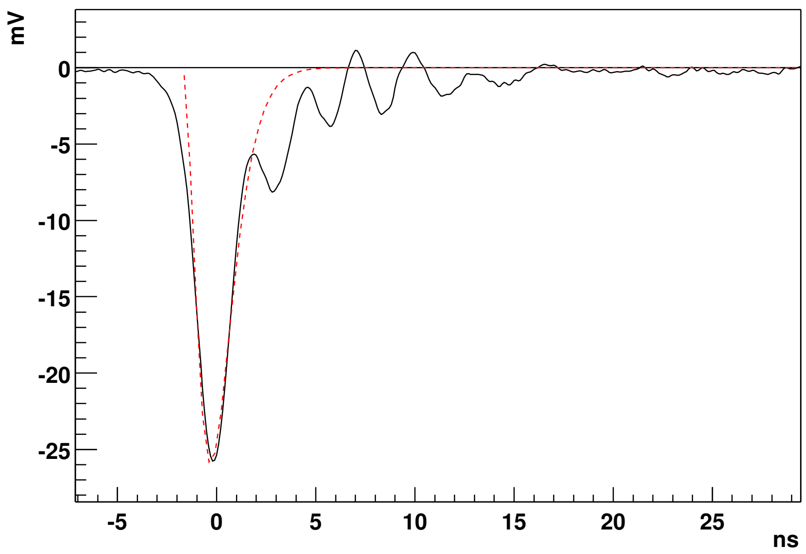


FIG. 7.8: *Forme du signal moyen obtenu à la base du PM via un câble coaxial relié à un oscilloscope (trait plein). La courbe en pointillés correspond à une fonction de la forme $V(t) \propto t^{2.9} \times \exp(-1.94 \times t)$.*

7.2.1 Alimentation en haute tension

Une base est fixée sur chaque PM. Elle génère la haute tension du PM en amplifiant sa tension d'entrée d'un facteur 400. Il existe sur ces bases un limiteur de courant à 200 μA. Cet élément s'est avéré défectueux pour environ 50% des bases utilisées dans les deux premières caméras.

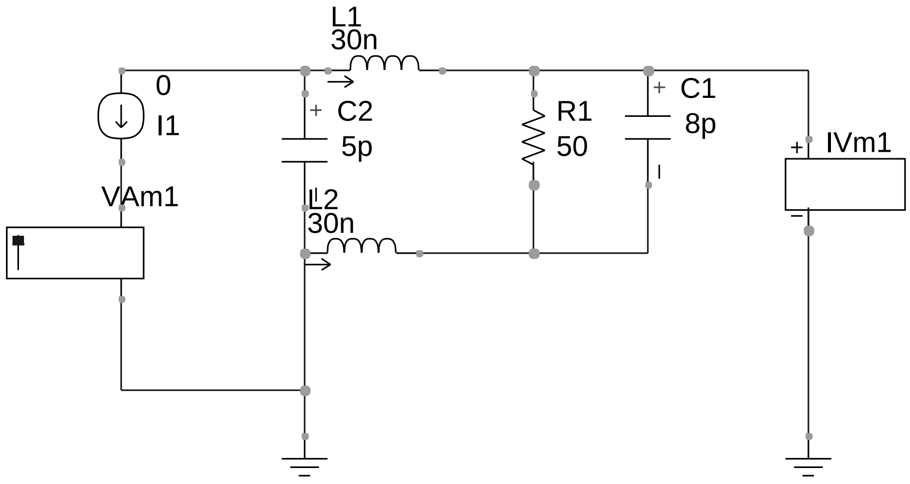


FIG. 7.9: *Circuit utilisé dans une simulation de la connexion du PM à la base. Les valeurs utilisées sont listées table 7.1.*

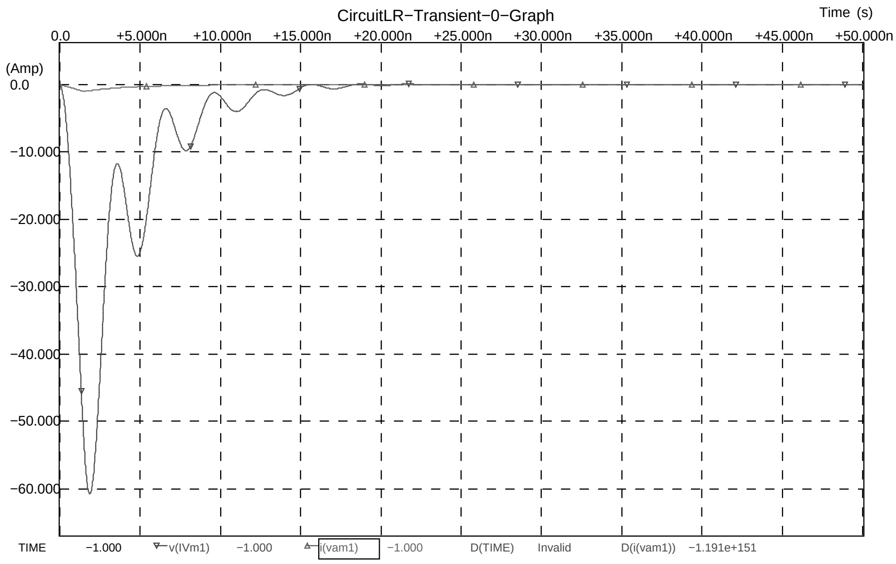
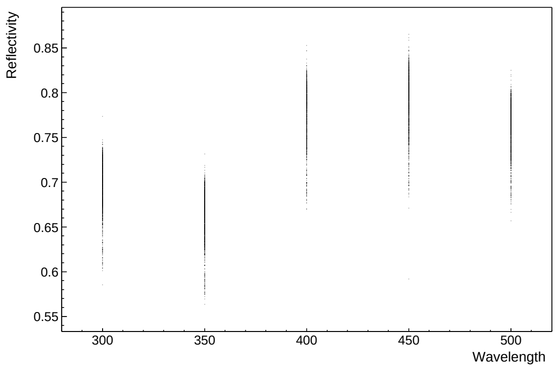


FIG. 7.10: *Résultat de la simulation. L'impulsion initiale est modélisée par* $V(t, t < 1.5\,\mathrm{ns}) = A \times t/1.5$ *et* $V(t, t \geq 1.5\,\mathrm{ns}) = A \times \exp(-(t-1.5)/3)$*. Le signal obtenu présente des oscillations d'amplitude et de période équivalentes à celles observées.*



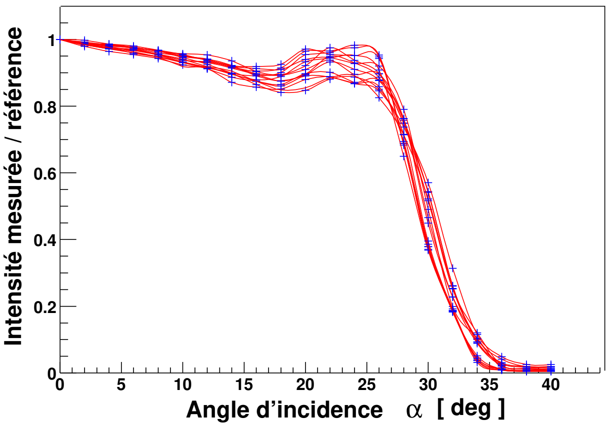


FIG. 7.11: *Réflectivité des cônes de Winston en fonction de la longueur d'onde (à gauche) et réflectivité moyenne en fonction de l'angle d'incidence (à droite). La réflectivité moyennée sur les angles d'incidence inférieurs à 27° vaut 73%.*

7.3 Cônes de Winston

Les cônes de Winston situés devant la photocathode permettent de rejeter les photons d'angle d'incidence supérieur à 30°. Cela permet de minimiser la contribution d'une partie importante de la lumière diffuse d'albedo en conservant la plupart des photons provenant des miroirs.

Ils concentrent aussi la lumière provenant de la surface occupée par un PM et son support sur la partie centrale de la photo-cathode où l'efficacité quantique et l'efficacité de collection sont les plus importantes.

Leurs sections d'entrée et de sortie forment un hexagone de 41 et 21.5 mm de diamètre respectivement (distance d'une face à l'autre), pour une hauteur de 5.3 cm. La réflectivité en fonction de la longueur d'onde a été mesurée sur banc de test. Chaque cône est mis en face d'un PM de référence. Le rapport de luminosité avec et sans cône permet d'estimer l'efficacité du cône et en particulier sa réflectivité. Le PM de référence a été choisi pour sa large photo-cathode en borosilicate assurant une efficacité quantique homogène sur une surface équivalente à la section d'entrée du cône. Les erreurs systématiques de la méthode, de l'ordre de 5%, sont principalement liées à deux effets : d'une part la mesure de luminosité sans cône dépend de la zone de la photo-cathode considérée, d'autre part les photons après réflexion sur le cône arrivent sur la fenêtre d'entrée avec une forte incidence. La mesure ayant été faite avec un PM de référence différent du PM de HESS, il existe donc une erreur associée à la différence de variation de transparence de la fenêtre d'entrée et d'efficacité quantique en fonction de l'angle d'incidence pour les deux types de PMs. Les réflectivités en fonction de la longueur d'onde et la réflectivité moyenne en fonction de l'angle d'incidence sont représentées figure 7.11.

7.4 Tiroir

7.4.1 Carte analogique

Deux cartes analogiques sont nécessaires pour traiter les 16 PMs d'un tiroir. Chacune d'entre elles gère huit pixels (PMs) de la moitié droite ou gauche du tiroir. Au niveau de la carte analogique, le signal d'un PM suit trois voies en parallèle, la voie de déclenchement et deux voies de lecture (voir schéma 7.12).

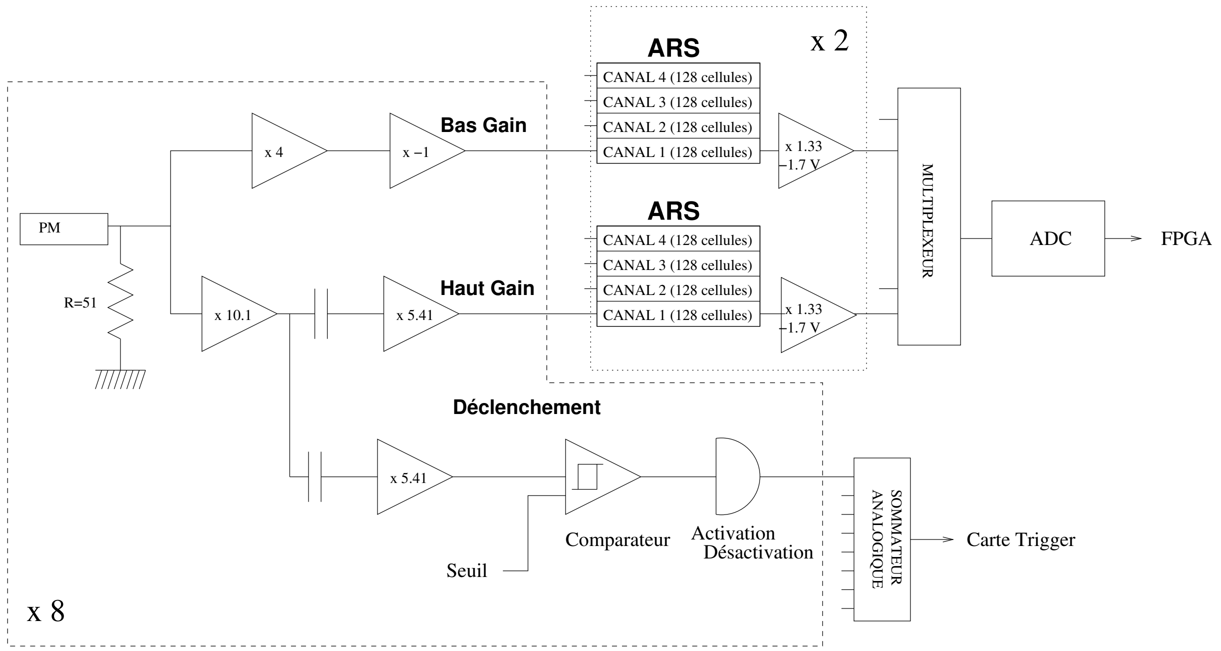


FIG. 7.12: *Schéma d'une carte analogique avec la voie de déclenchement et les voies de lecture d'un PM. La région définie par la ligne tiretée correspond à la chaîne de traitement du signal d'un PM, il y en a donc huit par carte. Il y a par ailleurs quatre ARS par carte, chacune d'elles mémorisant le signal dans la voie haut gain ou bas gain de quatre PMs.*

Voie de déclenchement

En amont des amplificateurs, le signal de sortie du PM est mesuré en tension aux bornes d'une résistance de 51 Ω. Un montage capacitif assure une tension moyenne constante, indépendante du taux de γ_e.

Le signal est amplifié d'un facteur de l'ordre de 54.6 avant l'entrée du comparateur. L'élargissement relatif du signal suite à cette amplification est négligeable [72].

La réponse du comparateur a été étudiée en détail [73]. Il se déclenche lorsque l'intégrale du signal au-dessus du seuil programmé dépasse une valeur $Q = (7.5 \pm 3) \times 10^{-12}$ V.s (voir schéma 7.13). Nous définissons les temps $TQ1$ et $TQ2$ d'intégration de cette charge au niveau du front montant du signal et de son front descendant. Il existe un délai de déclenchement en montée ($TD1$) et descente ($TD2$) une fois la charge Q atteinte, de sorte que les délais totaux des fronts montant et descendant du comparateur par rapport aux temps de franchissement du seuil par le signal d'entrée valent respectivement $(TQ1 + TD1)$ et $(TQ2 + TD2)$. La figure 7.14 montre que ces délais varient différemment en fonction de l'amplitude du signal. On note que la valeur de $(TQ1 + TD1)$ varie peu, ce qui est important pour la définition du temps de déclenchement. On souhaite en effet préserver dans la voie de déclenchement la faible dispersion en temps du signal Cherenkov d'une gerbe électromagnétique, afin d'assurer le positionnement correct de la fenêtre de lecture lors d'un déclenchement.

Mentionnons enfin les temps de montée et de descente du comparateur qui valent respectivement $TR1 = 1.13$ ns et $TR2 = 1.35$ ns.

Les signaux des comparateurs des huit pixels sont additionnés par un sommateur analogique dont le résultat est envoyé aux cartes de déclenchement (cartes *Trigger*, situées dans le châssis arrière, voir section 7.5) via des câbles coaxiaux. Les pixels peuvent être individuellement activés ou désactivés avant leur passage dans le sommateur.

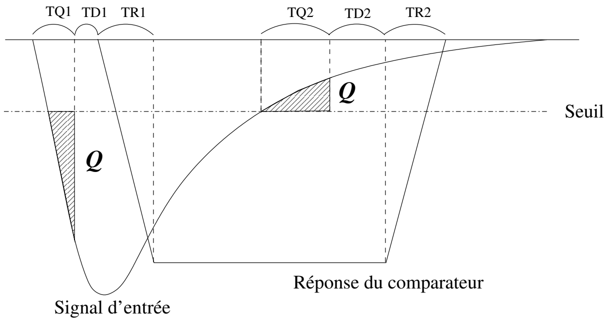


FIG. 7.13: *Schéma de la réponse du signal de comparateur en fonction du signal d'entrée. La définition des différents temps de réponse est donnée dans le texte.*

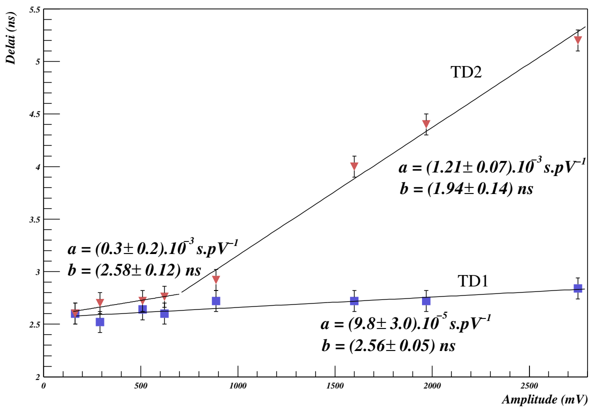


FIG. 7.14: *Délais $TD1$ et $TD2$ en fonction de l'amplitude du signal d'entrée du comparateur (cette figure est tirée de [73]).*

Voies de lectures

Cette chaîne utilise des mémoires analogiques (ARS) avec une profondeur suffisante pour stocker le signal pendant l'élaboration du signal de déclenchement (de l'ordre de 64 ns). Ces ARS ont été conçues au CEA/DAPNIA-SEI pour l'expérience ANTARES [74] (il s'agit plus précisément des composants ARS0). Le signal est échantillonné à 1 GHz dans des mémoires circulaires de 128 cellules (chaque cellule a une largeur de 1 ns). Cet enregistrement continu est stoppé lors d'un déclenchement du télescope et les mémoires sont relues plus lentement à un taux de 1 μs par cellule.

La lecture de l'ARS nécessite deux paramètres de contrôle : la largeur de la porte de lecture N_f[1] et l'écart de temps N_d entre le début de la porte et l'arrêt de l'ARS. Ces deux paramètres sont programmables. La valeur de N_d est liée au temps de construction du déclenchement local. Elle est ajustée pour chaque tiroir lors d'une procédure d'étalonnage décrite section 10.2.2, sa valeur moyenne est de l'ordre de 64 ns.

Après la réception d'un signal de déclenchement au niveau d'une cellule N_0 de l'ARS, le signal est lu entre les cellules $N_0 + (128 - N_d)$ et $N_0 + (128 - N_d) + N_f$ (voir schéma 7.15).

Il a été choisi d'utiliser deux voies d'amplification par PM. Cela permet de résoudre le γ_e unique pour calibrer les gains des PMs dans la voie "haut gain" et d'obtenir une gamme dynamique importante dans la voie "bas gain".

Dans la voie haut gain (HG) (voir figure 7.12), le signal en sortie de PM est amplifié d'un facteur $G_1 = 10.1$ par un amplificateur rapide n'élargissant pas le signal (cette sortie sert aussi à la voie de déclenchement), puis d'un facteur $G_2 = 5.41$ après une capacité de liaison. Le but de cette dernière est d'éviter l'amplification par G_2 d'un décalage de la ligne de base qui pourrait faire perdre une partie de la gamme dynamique lorsque l'amplificateur sature. La voie bas gain ne contient qu'un amplificateur de facteur 4.

Nous avons donc 8 voies haut gain et 8 voies bas gain à traiter par carte. Pour cela nous utilisons 4 ARS, deux pour le haut gain et deux pour le bas gain (chaque ARS a 5 voies dont 4 sont utilisées).

Le signal est ensuite décalé de 1.14 V après passage par une autre capacité de liaison avant l'entrée dans l'ARS. En sortie d'ARS, la ligne de base est de l'ordre de 0.7 V. On décale alors le signal de -1.67 V après un gain de 1.33, en amont d'un multiplexeur qui distribue les signaux des ARS sur un ADC 12 bits, fonctionnant entre -2.5 V et +2.5 V. La ligne de base vaut alors -0.74 V ce qui correspond à un nombre de canaux d'ADC par rapport au zéro de -600. Pour une valeur $N_f = 16$ (fenêtre de 16 ns),

[1] La largeur de la porte de lecture N_f choisie est de 16 cellules pour les prises de données de 2002 et 2003. Cette valeur permet d'intégrer la majeure partie du signal Cherenkov en minimisant la contribution du bruit de fond de ciel. Pour les gerbes de gamma de haute énergie et à grand paramètre d'impact, une fraction quantitative du signal est cependant perdue.

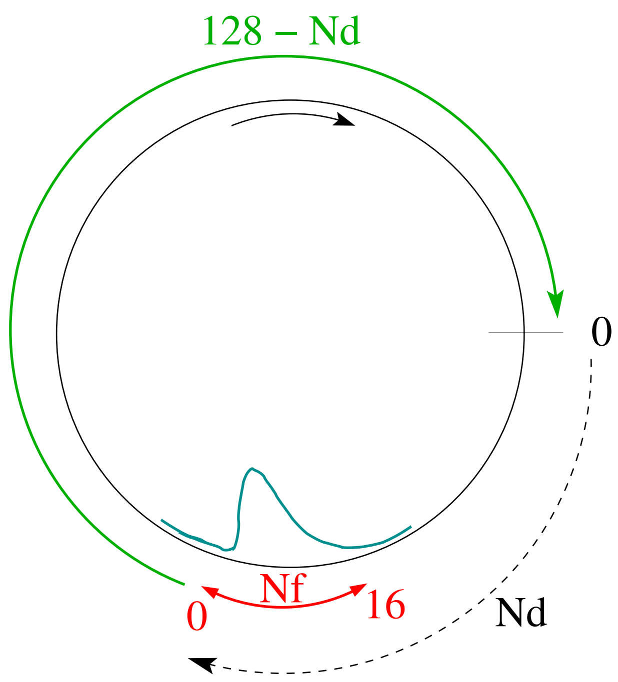


FIG. 7.15: *Schéma de lecture du signal enregistré par une mémoire analogique (ARS).*

le piédestal sans lumière parasite est donc de l'ordre de -9600 canaux d'ADC (les piédestaux des 16 cellules sont additionnés). Pour un gain de PM de 1.68×10^5, un γ_e équivaut à 80 canaux d'ADC dans la voie haut gain.

Le gain des amplificateurs dans la voie bas gain est de l'ordre de 4, ce qui correspond à 5.86 canaux d'ADC par γ_e. La valeur attendue du piédestal est identique à celle de la voie HG. Le nombre maximal de γ_e que l'on peut mesurer est limité par la gamme dynamique de l'ARS (voir section 10.2.2) Nous présenterons l'étude détaillée des valeurs de gain dans la section 10 dévolue au calibrage des données.

Un convertisseur analogique numérique (ADC) convertit au format numérique les charges dans les voies haut gain et bas gain des huit PMs de façon séquentielle par l'intermédiaire d'un multiplexeur. Cette lecture des ARS est contrôlée par un composant programmable (FPGA Altera) qui stocke l'information numérique en sortie d'ADC. Nous verrons comment cette information est transmise au système d'acquisition dans la section 7.6.

Il existe deux formats pour les données transmises selon que l'on additionne numériquement les charges des N_f cellules (mode "charge") ou que l'on transmette l'information de chaque cellule individuellement (mode "échantillon"). Ce dernier mode permet de tester la forme et la position du signal dans la porte de lecture (voir section 10.2.2) mais allonge le temps de lecture d'un facteur N_f et la quantité de données à stocker.

7.4.2 Carte *slow-control*

Comme nous l'avons mentionné dans la description générale, la carte *slow-control* concentre les communications avec le bus. Nous reviendrons sur le principe de fonctionnement de ce dernier dans la section 7.6. Pour lors, notons juste que les informations de contrôle de l'ensemble du tiroir sont stockées de façon numérique dans un FPGA. Lors de l'écriture sur le bus, elles sont empaquetées dans des mots dont la nature est définie par un en-tête et un en-queue, ce qui facilite la lecture des données après transfert, au niveau du système d'acquisition. Le FPGA scrute en permanence tous les paramètres de contrôle en provenance du bus. Ces fonctionnalités sont représentées figure 7.16.

Les informations de contrôle du tiroir sont lues à trois niveaux :

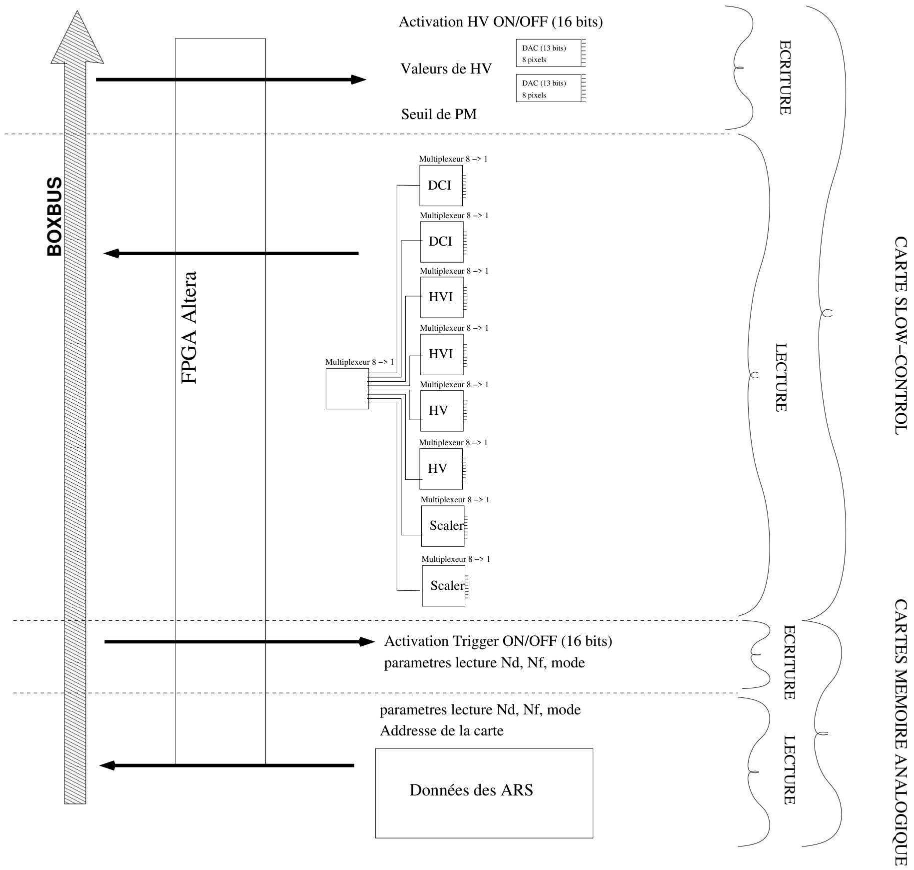


FIG. 7.16: *Schéma de principe d'une carte slow-control.*

Pixels : Les valeurs des basses tensions des bases fournissant les hautes tensions (HV) des PMs peuvent être contrôlées. Afin d'estimer la luminosité, les valeurs de courant de HV (HVI) sont enregistrées ainsi que les courants d'anode (DCI). Le HVI est dû aux électrons de l'avalanche dans le PM dont le nombre est proportionnel au gain du PM ainsi qu'à la luminosité (plus précisément au taux de γ_e). Il comprend par ailleurs un courant de fuite proportionnel à la haute tension du PM. Nous verrons section 10 qu'il varie peu en fonction de la température. En revanche, la valeur du courant d'anode en dépend significativement, car il est lu après amplification d'un gain de l'ordre de 1000, via un circuit intégrateur de constante de temps de 4.7 ms. Les valeurs d'un compteur du nombre de déclenchement sur une durée déterminée (échelles) sont aussi enregistrées.

Cartes analogiques : Les adresses des mémoires analogiques peuvent être relues pour que le système d'acquisition s'assure d'un bon fonctionnement de l'ensemble des tiroirs de la caméra. Les tensions d'entrée des ARS définissant leur configuration sont contrôlées. Enfin, la valeur programmée du seuil de comparateur des seize pixels du tiroir est vérifiée.

Températures : Il existe enfin trois points de mesure de températures au niveau des bases des PMs, sur une ARS et à l'arrière du tiroir.

Les paramètres de configuration du tiroir sont programmables :

Pixels : Les hautes tensions des PMs peuvent être ajustées en programmant des valeurs de basses tensions dans les bases des PMs. La mise sous tension et la contribution à la logique du déclenchement des PMs peuvent être activées ou désactivées individuellement (HV ON/OFF, Trigger ON/OFF).

Cartes analogiques : Les paramètres de configuration des ARS N_d, N_f, le mode de lecture (charge ou échantillon) et le seuil de comparateur sont programmables. En revanche, les adresses des cartes sont définies par une combinaison de cavaliers sur le circuit imprimé de la carte analogique et ne peuvent être modifiées que manuellement.

La durée de la fenêtre de comptage des déclenchements (échelles), le type de données de contrôle à transmettre, et le mode de transfert de données de contrôle [2] sont enregistrés sur la carte *slow-control*.

7.5 Électronique de déclenchement

La logique de déclenchement est basée sur une sectorisation de la caméra.

La taille d'un secteur est définie de façon à maximiser la probabilité de déclenchement d'une gerbe de photon gamma tout en minimisant la probabilité de déclencher sur du bruit de fond. La taille angulaire idéale d'un secteur correspond donc à celle de l'image d'une gerbe de gamma. Nous verrons section 11.2.3 que la plupart des images de gamma ont une longueur de l'ordre de 0.5°, la valeur maximale étant de 1° (cette valeur correspond à quatre fois l'écart-type suivant le grand axe d'une gaussienne bidimensionnelle ajustée sur l'image, ce qui nous donne une longueur contenant 95% de l'intensité de l'image). Cette dernière valeur correspond à 6 pixels environ. Les secteurs doivent se recouvrir afin de ne pas perdre d'efficacité de déclenchement pour une image de gerbe à cheval entre deux secteurs. On souhaite par ailleurs que la sectorisation n'implique pas d'anisotropie dans l'efficacité de déclenchement (pour l'étude des sources étendues), ce qui implique une répartition homogène des secteurs dans la caméra et une forme de secteur se rapprochant d'une sphère afin de ne pas favoriser une orientation de gerbe. Enfin, les secteurs doivent contenir les PMs attribués à un nombre fini de cartes "mémoire analogique". Cela a conduit à définir 38 secteurs dont la répartition sur l'ensemble de la caméra est représentée figure 7.17. Les signaux logiques des comparateurs de PMs sont additionnés pour chaque secteur afin d'appliquer un critère de multiplicité en comparant le signal obtenu avec un seuil programmable.

7.5.1 Déclenchement local

Les signaux de sortie des sommateurs analogiques sont envoyés, via des câbles coaxiaux sur des cartes de déclenchement (cartes *trigger*) qui sont au nombre de six. Chaque carte produit le signal de cinq à sept secteurs en additionnant les signaux de huit sommateurs analogiques de différents tiroirs, ce qui correspond au plus à 64 PMs. Le signal de chaque secteur ainsi construit est envoyé à un comparateur du même type que celui utilisé pour le seuil des PMs (décrit section 7.4.1), dont la sortie est envoyée à la carte de gestion du déclenchement local (carte *gestrig*) via des câbles plats.

La carte *gestrig* génère un signal stoppant le remplissage des ARS. Cela est réalisé par l'intermédiaire de deux cartes dites *fanout* qui redistribuent à chaque carte mémoire analogique le message "stop ARS" (à travers des paires torsadées).

Après un délai de l'ordre de 400 μs, la carte *gestrig* envoie un signal à la carte GPS qui interrompt le système d'acquisition (dans le cas de l'utilisation d'un seul télescope).

L'information des secteurs ayant déclenché la caméra est mémorisée pour être relue par le processeur. Il existe en outre des compteurs de déclenchement par secteur et un compteur local du nombre d'événements.

[2] Le mode de transfert de données de contrôle peut être *autoon* ou *autooff* suivant que le tiroir demande automatiquement une requête d'écriture sur le bus (*boxbus*, voir le paragraphe7.6.1) ou non lorsqu'il a produit des informations de contrôle.

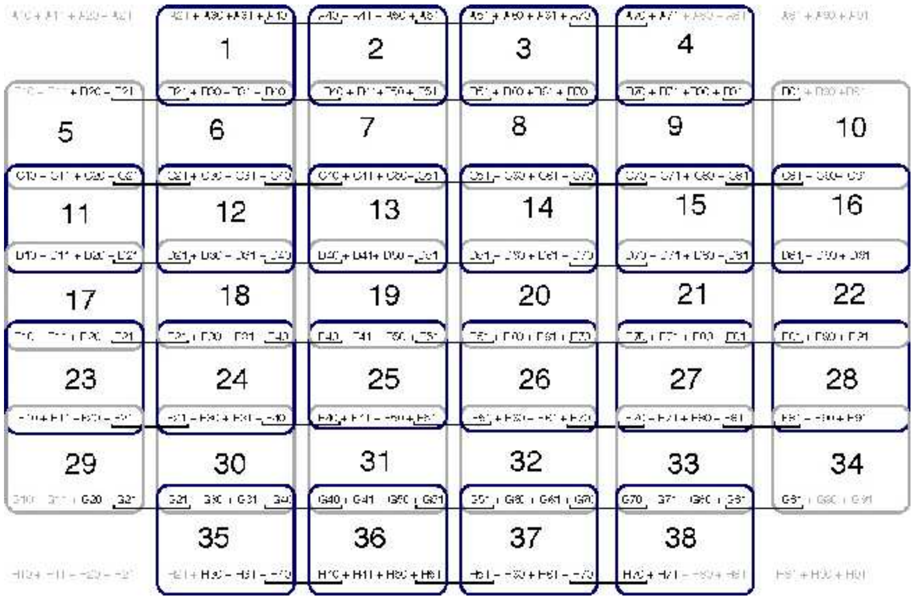


FIG. 7.17: *Répartition des 38 secteurs dans la caméra. A chaque colonne est attribuée une des six cartes de déclenchement.*

7.5.2 Déclenchement central

Dans le cas d'une observation en mode stéréoscopique, un module central est chargé d'identifier les coïncidences de déclenchement entre plusieurs télescopes. Chaque caméra doit donc lui transmettre un signal de déclenchement local. Elle doit par ailleurs être en mesure de lui fournir une information concernant son état lors du déclenchement d'un autre télescope (signal "busy") ; la caméra peut en effet être occupée à traiter les données d'un événement antérieur. Enfin, le module central gère la cohérence des données des différents télescopes, il fournit donc à chaque caméra un numéro d'événement associé aux données qu'elle est en train de traiter. Pour partager ces informations, un module de déclenchement central est installé dans chaque caméra. Il est relié au module central par deux fibres optiques (lecture et écriture).

Lors d'un déclenchement local, la carte de gestion du déclenchement (carte *gestrig*) envoie d'une part un signal de déclenchement au module local de déclenchement (voir figure 7.18), et d'autre part le signal de conversion des données des ARS par l'intermédiaire des cartes *fanout*.

Le module de déclenchement démarre alors un compteur et propage l'information au système central (déclenchement local et état de la caméra, *busy* ou non), qui décide du déclenchement en fonction des réponses des autres télescopes[3].

Si le déclenchement central est réalisé, le système central envoie au module local un signal "Confirm", signal qui contient l'information de l'état de la caméra au moment du déclenchement. Ce dernier incrémente un numéro d'événement. 400 μs après le déclenchement local, le processeur est interrompu et l'événement est lu.

Dans le cas contraire, le système central n'envoie pas de signal. Le module local adresse alors un message "FastClear" à la caméra 5 μs après le déclenchement local (ce délai est supérieur au temps de parcours du signal dans la fibre optique reliant la caméra au système de déclenchement central). La carte *gestrig* stoppe alors la conversion des données des ARS.

Le numéro d'événement, l'adresse réseau de la machine destinataire des données, et un numéro de

[3] Le système central tient compte du déclenchement d'un téléscope pour établir une coïncidence avec un ou plusieurs autres téléscopes même si la caméra est dans un état *busy*, à savoir lorsqu'elle n'est pas à même de lire les données pour cet événement. Ceci permet de connaître précisément le temps mort de chaque caméra, ou de manière équivalente le taux de déclenchement du détecteur.

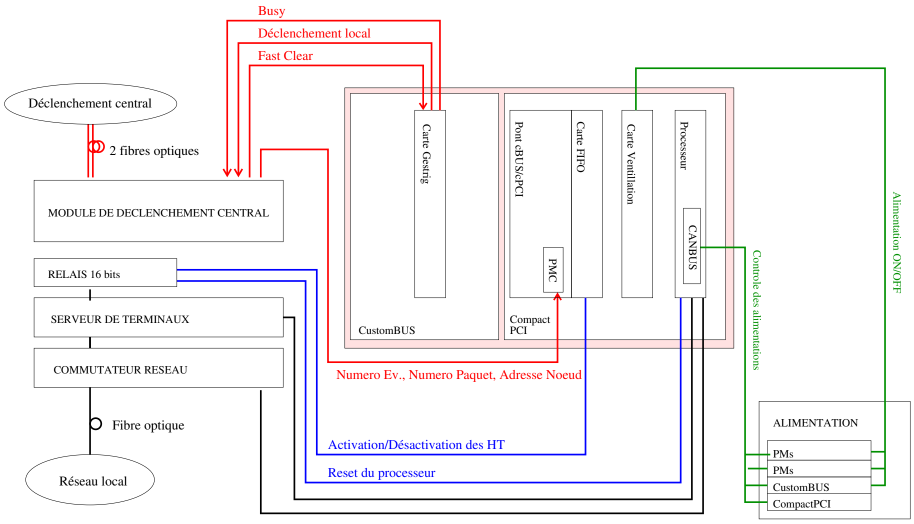


FIG. 7.18: *Schéma de la communication du système d'acquisition avec le déclenchement central, le réseau externe et les alimentations.*

paquet sont lus par le processeur sur le module local de déclenchement, au moment de la construction des données de l'événement.

Tous les 5000 événements environ, le système central envoie aux modules locaux de nouvelles adresses réseau et un nouveau numéro de paquet. Les modules locaux enregistrent ces informations et réinitialisent les numéros d'événements. Ce procédé permet aux processeurs enregistrant les données de vider leur mémoire en sauvegardant les événements sur disque. Le système de double comptage des événements (numéro d'événement et numéro de paquet) assure la synchronisation des compteurs des différentes caméras.

7.6 Électronique d'acquisition

7.6.1 Fonctionnement du *boxbus*

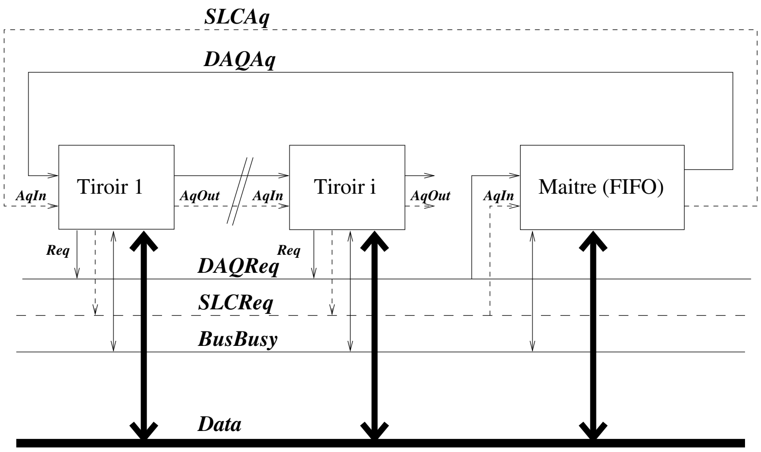


FIG. 7.19: *Principe de fonctionnement du boxbus.*

Chaque tiroir produit en permanence des informations de contrôle stockées dans les FPGA des cartes *slow-control*. Si, par ailleurs, un signal de blocage des ARS a été envoyé aux cartes "mémoire analogique", les ARS sont lues et les données stockées dans les FPGA de ces dernières. Un bus nommé "*boxbus*" permet le transfert de ces données au système d'acquisition et celui de l'ensemble des paramètres de configuration des tiroirs. Il est connecté à une carte d'interface nommée FIFO permettant le stockage temporaire des données du bus. Elle se trouve dans le châssis compact PCI (cPCI). Le processeur la relit par le bus cPCI. Le *boxbus*, contrôlé par la carte FIFO, peut fonctionner en lecture ou en écriture selon qu'il assure le transfert des événements de données, des informations de contrôle ou des paramètres de configuration des tiroirs.

Lorsqu'un tiroir est prêt à transmettre un mot, il envoie une requête sur une voie *DAQ(SLC)Req* afin d'être autorisé à écrire sur le bus de données *Data* (voir figure 7.19). La carte FIFO produit alors un jeton que le tiroir reçoit sur sa voie d'entrée *DAQ(SLC)AqIn*. Lorsque le tiroir reçoit ce jeton (et si le bus n'est pas occupé (voie *busbusy*)), il transmet ses données. Lorsqu'il a fini, le jeton est propagé par la voie *DAQ(SLC)AqOut* au tiroir suivant. Si celui-ci n'a pas de données à envoyer, il passe directement le jeton au tiroir suivant et ainsi de suite. Les événements sont donc transmis au bus sans l'intervention de la carte FIFO qui ne demande pas explicitement à chaque tiroir ses données, elle peut cependant bloquer le processus en retenant le jeton.

En pratique, il existe des signaux différents *Req, AqIn* et *AqOut* pour les paramètres de contrôle (*SLC*) et les données (*DAQ*). Il s'en suit plusieurs stratégies d'utilisation du bus suivant que l'on donne l'autorisation aux tiroirs d'envoyer les informations de contrôle, les événements, les deux ou encore aucun des deux.

Quatre bus ont été utilisés sur les deux premières caméras, chacun d'entre eux reliant 15 tiroirs. Il y a donc huit FIFO, une en lecture et une en écriture par bus. Une façon d'accélérer la lecture est de multiplier le nombre de ces bus afin de lire les données en parallèle. Ceci est réalisé pour les deux dernières caméras possédant huit *boxbus* ; les deux premières seront modifiées en décembre 2003.

Chaque paquet de données dans les tiroirs est encapsulé dans une structure contenant un en-tête et un en-queue délimitant le paquet, un mot décrivant le type de contenu, et l'adresse du tiroir destinataire ou la destination.

Les ordres de configuration ou de demande de paramètres de contrôle peuvent également être adressés simultanément à tous les tiroirs d'un même bus ou à l'ensemble de la caméra afin d'accélérer l'étape de configuration ("*broadcast*").

7.7 Fonctionnement de l'acquisition

7.7.1 Principe

Lorsque le GPS reçoit un signal de déclenchement et interrompt le processeur, ou lors d'une requête d'informations de contrôle, le processeur surveille l'activité sur les *boxbus* due au transfert des données des tiroirs et contrôle le taux de remplissage des mémoires FIFO. Lorsque le nombre de mots en mémoire atteint la quantité souhaitée, ces dernières sont lues par le processeur. Ces informations sont temporairement stockées avant d'être envoyées sur le réseau local. Les mots de contrôle sont traités par la caméra pour effectuer un certain nombre d'opérations de sécurité, comme nous le verrons plus loin. Afin de pouvoir fonctionner avec un taux d'acquisition optimal, les données peuvent être envoyées à plusieurs ordinateurs (noeuds) chargés de leur conversion et de leur stockage. L'adresse de ces noeuds est fournie à la caméra par le module de déclenchement local.

7.7.2 Transmission et stockage des données

La taille d'un événement de données en mode charge est de 4.8 Ko. Pour un taux d'acquisition de 500 Hz, cela correspond à un flux de 20 Mb/s. Cela est compatible avec la bande passante du réseau local de 100 Mb/s. Les données doivent être transférées à la carte réseau par le bus interne (PCI) de la carte processeur fonctionnant à 33 MHz en 64 bits, ce qui correspond à un temps de transfert minimum de 18 μs par événement. Ce temps est inférieur au temps de construction de l'événement. Il n'ajoute donc pas de temps mort car le transfert sur le bus PCI est réalisé en parallèle des autres tâches du processeur.

Le programme receveur fonctionnant sur un processeur de la ferme informatique convertit ces données au format standard HESS décrit dans la section 9.3.

7.7.3 A propos du temps de lecture d'un événement

Le principe d'acquisition décrit précédemment vise à optimiser le temps de lecture d'un événement. Ce temps mort contraint le taux d'acquisition et donc les performances du détecteur. Le seuil minimum de comparateur d'un pixel est celui pour lequel le taux de déclenchement n'est plus dominé par le bruit de fond de ciel mais par les post-impulsions. Le taux de bruit de fond de ciel est déterminé par les conditions atmosphériques, l'élévation de pointé du télescope, l'efficacité globale de collection de lumière du télescope, le champ de vue d'un PM et la taille de la caméra. Il est de l'ordre de 10^8 Hz pour HESS au zénith. La figure 7.20 tirée de [70] montre que le seuil optimal de comparateur vaut 4.5 photo-électrons, pour lequel le taux de déclenchement par pixel vaut 4 kHz. Dans la caméra, un seuil d'un photo-électron correspond à une valeur de tension de 28 mV (cette valeur est légèrement supérieure à l'amplitude de l'impulsion de photo-électron mesurée sur banc de test).

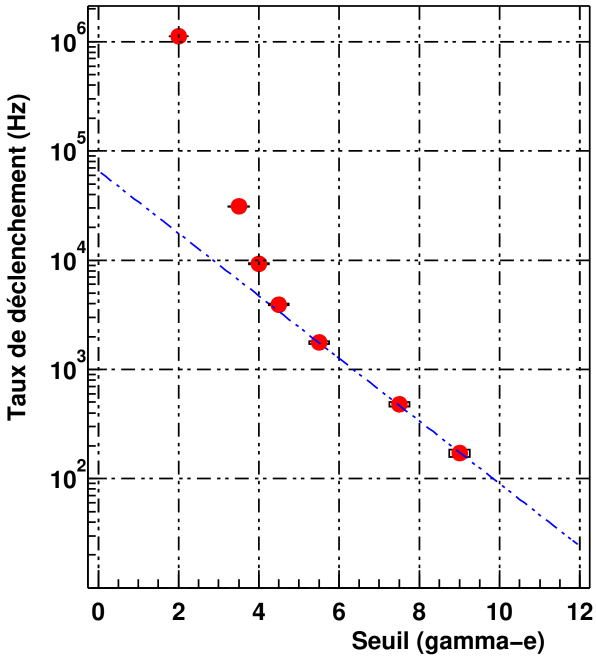


FIG. 7.20: *Taux de déclenchement d'un pixel en fonction du seuil de comparateur, pour un taux de bruit de fond de ciel de* 1.08×10^8 *Hz. Cette figure est tirée de [70].*

Pour ce seuil de PM optimal, le taux de déclenchement de la caméra est fonction du seuil de secteur. En extrapolant les résultats obtenus sur les données pour des conditions de déclenchement légèrement différentes [75], on s'attend à un taux de déclenchement λ de l'ordre de 880 et 460 Hz pour des seuils en multiplicité respectifs de 2 et 3 pixels (ce taux inclut les rayons cosmiques).

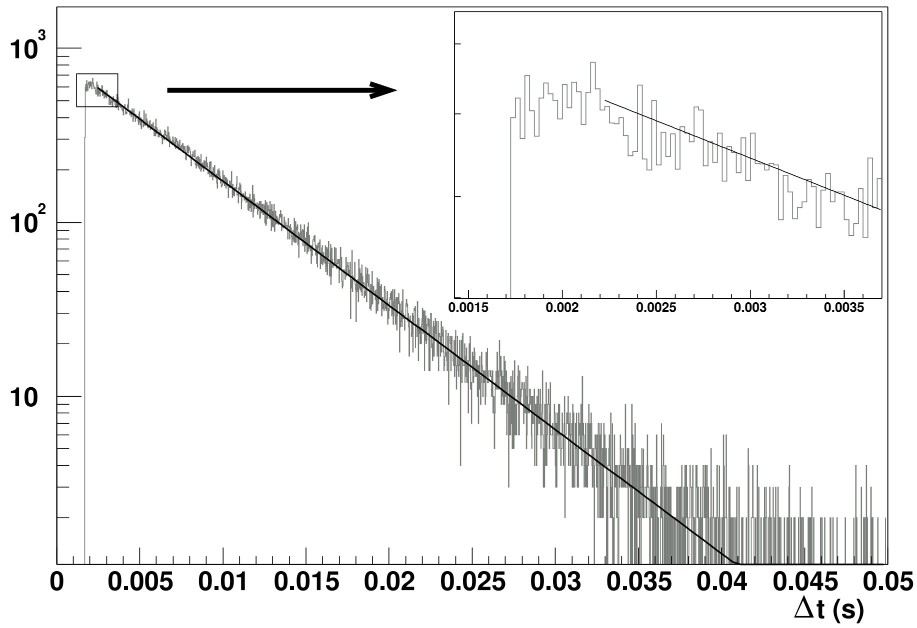


FIG. 7.21: *Distribution des écarts de temps Δt entre événements consécutifs pour un échantillon des données. La droite correspond à un ajustement par une loi exponentielle.*

En appelant τ le temps de lecture d'un événement, le taux d'acquisition vaut $R = \lambda/(1 + \lambda\tau)$. Si l'on souhaite que la fraction d'événements perdus ne dépasse pas 20%, à savoir $R\tau < 0.2$, on obtient que le temps de lecture doit être inférieur à 280 μs pour une multiplicité d'au moins deux pixels et 550 μs pour une multiplicité d'au moins trois pixels.

Ce temps comprend le temps de conversion du signal d'ARS dans les tiroirs $\tau_{ARS} \simeq 275$ μs, le temps de transfert du bus vers la FIFO (τ_{FIFO}) et le temps de lecture de la FIFO par le processeur (τ_{CPU}). Pour la période de juin 2002 à janvier 2003, le *boxbus* était parasité par un bruit important qui a nécessité d'espacer les transferts de blocs de données successifs. On obtenait alors $\tau_{FIFO} \simeq 880$ μs. La FIFO était en outre lue mot à mot en 32 bits par le processeur Motorola MPC 750, ce qui donnait $\tau_{CPU} \simeq 960$ μs. Le temps de lecture était ainsi de 2.1 ms.

Ce temps mort peut être retrouvé en étudiant la distribution des écarts de temps Δt entre événements consécutifs, écart qui suit une loi de Poisson de la forme $A \exp{(-\lambda \times \Delta t)}$ pour $t > \tau$. Cette distribution obtenue sur un lot de données (en octobre), est représentée figure 7.21. On obtient $\lambda = 164.3 \pm 0.4$ Hz et $\tau = 1.7$ ms. On note que la distribution s'ajuste parfaitement à la loi exponentielle pour $\Delta t > 2.1$ ms.

Depuis février 2003, le nouveau bus permet d'atteindre $\tau_{FIFO} = 340$ μs et la carte processeur RIOC 4065 (CES) permet de lire la FIFO en 64 bits par l'intermédiaire d'un DMA (*Direct Memory Access*), ce qui raccourcit le temps de lecture de la FIFO à $\tau_{CPU} \simeq 60$ μs. Il faut cependant ajouter à cette valeur une durée de 80 μs due à un transfert supplémentaire des données dans la carte processeur. Le temps de lecture total est donc de 755 μs. Cependant, du fait que la lecture de la FIFO est plus rapide que le temps de conversion des données d'ARS, le déclenchement peut être relâché dès la fin du remplissage de la FIFO et le temps mort est donc limité à 615 μs, soit un gain d'un facteur trois par rapport à la première configuration de la caméra.

Pour les données prises jusqu'en janvier 2003, pour un seuil de comparateur des PMs valant 5×28 mV et un seuil de comparateur des secteurs de 3.5×42 mV (42 mV correspond à l'amplitude du signal de sortie d'un comparateur), le taux de déclenchement était de l'ordre de 250 Hz. La fraction de temps mort atteignait alors 30%. Pour cette même condition de déclenchement, on obtient désormais une fraction de temps mort de 15%. Cependant, pour la condition optimale de seuils pixel 4.5×28 mV et comparateur 3×42 mV, elle vaut 33%.

7.7.4 Opérations de sécurité dans la caméra

Afin de ne pas endommager les PMs, il est important de désactiver leurs hautes tensions lorsque les conditions d'illumination sont importantes ou inconnues, dans le cas d'un dysfonctionnement du système d'acquisition. Les températures dans la caméra doivent aussi être contrôlées pour prévenir des dommages sur les composants électroniques.

Utilisation des informations de contrôle par le processeur

Le processeur utilise les informations de contrôle pour sécuriser la caméra en cas de problème. Les hautes tensions des PMs sont ainsi coupées lorsque le signal de HVI dépasse 150μA, car les bases des PMs fournissant la haute tension seront endommagées pour un courant supérieur à 200μA. Nous verrons section 10.2.4 la variation du HVI avec la HV et la luminosité dans les PMs. Ces résultats sont utilisés par le système d'acquisition pour couper les hautes tensions à une luminosité de 5×10^8 Hz.

Les hautes tensions sont aussi automatiquement désactivées lors d'une ouverture manuelle du capot de la caméra.

Les basses tensions d'alimentation des tiroirs sont coupées lorsque la température dans la caméra dépasse 55°C.

Le système d'acquisition contrôle aussi l'état des alimentations des tiroirs (deux blocs), du CustomBUS et du bus compact PCI par l'intermédiaire d'une carte mezzanine (CANBUS sur les figures 7.3 et 7.18) montée sur la carte processeur et connectée aux contrôleurs d'alimentation.

Si la connexion réseau est interrompue, le processeur coupe les alimentations des tiroirs. Cela est réalisé par la carte ventilation sur le bus cPCI (voir figure 7.18).

Les boîtiers d'alimentation en puissance sont équipés d'un contrôleur qui vérifie la température du boîtier et coupe les tensions lorsque la température dépasse 70°.

Contrôles à distance sans intervention du processeur

L'activation des hautes tensions est autorisée ou interdite sans l'intervention du processeur. Cela est réalisé par une connexion à un relais, via le serveur de terminaux. Cela permet de protéger les PMs lors d'un dysfonctionnement du système d'acquisition. La carte processeur peut être réinitialisée par cette même voie (voir figure 7.18).

Enfin, l'activation des hautes tensions est interdite par le contrôleur à distance lorsque la lune est au-dessus de l'horizon ou pendant la journée.

Chapitre 8

Outils de calibrage et de contrôle de l'atmosphère

8.1 Diodes électro-luminescentes de calibrage du gain des photo-multiplicateurs

Pour la première caméra, un panneau de diodes électro-luminescentes (LEDs) a été installé sur la partie intérieure du capot de la caméra, une LED faisant face à chaque PM (figure 8.1). Ces LEDs ont été développées par le groupe d'Heidelberg en Allemagne. Seize LEDs sont gérées par une carte. Les valeurs d'intensité et le positionnement en temps sont configurés par un contrôleur relié à une interface RS232 au processeur de la caméra.

Cela permet de mesurer le gain du PM via un signal de photo-électron unique mais aussi de tester l'ensemble du câblage de la caméra ainsi que la logique de déclenchement.

Chaque LED étant programmable individuellement en amplitude (voir figure 8.2), il est aisé de vérifier l'adressage des tiroirs pour la configuration des hautes tensions et du déclenchement en éclairant successivement chaque tiroir. En revanche, les LEDs ne permettent pas de tester le calibrage en temps des tiroirs (valeurs de Nd) car elles sont elles-mêmes calibrées en temps sur les PMs.

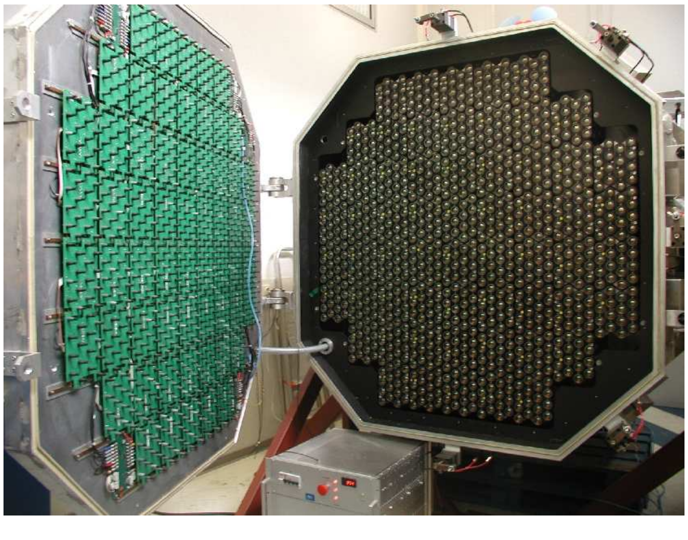


FIG. 8.1: *Photo de la caméra. Le panneau de LEDs est fixé sur la paroi interne du capot.*

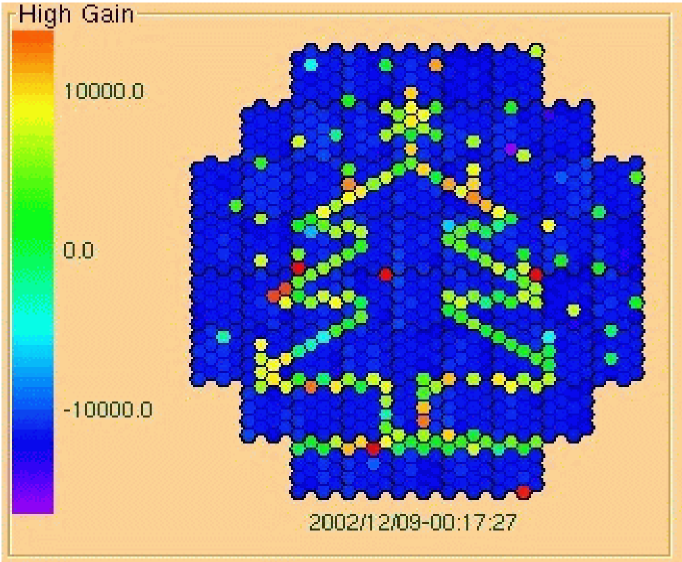


FIG. 8.2: *Valeurs de charge en valeurs d'ADC dans la voie Haut Gain pour un événement LED à Noël 2002.*

8.2 Laser pour le calibrage de l'efficacité de collection des pixels

Un laser, placé dans l'abri contenant les alimentations des moteurs de pointé et de la caméra, illumine un scintillateur plastique sous forme de copeaux dans un gel transparent. La lumière de scintillation est propagée jusqu'à un diffuseur situé au centre du miroir (à quinze mètres du plan focal) qui illumine ainsi uniformément la caméra. Ce dispositif permet une calibration relative des efficacités de collection de lumière des systèmes PM - cônes de Winston. La fréquence des impulsions laser atteint 20 Hz. L'intensité n'est pas finement contrôlable, elle dépend de la quantité de copeaux de scintillateur dont l'efficacité d'émission diminue rapidement (il faut le changer typiquement entre chaque période d'observation d'environ trois semaines). Cependant, deux roues avec des filtres de couleur et des filtres neutres permettent d'ajuster l'intensité de façon empirique. Il est prévu d'utiliser en 2003 des LEDs pulsées fournissant les mêmes services pour un entretien et un contrôle plus aisés, au prix d'une plus faible couverture spectrale.

8.3 Radiomètres

Un radiomètre est installé sur la monture de chaque télescope. Son champ de vue inclut celui de la caméra. La température du champ de ciel visé est enregistrée pour toutes les acquisitions depuis octobre 2002. Cela permet d'avoir une première estimation en temps réel de la qualité de l'atmosphère. Cette température varie en effet en fonction du taux d'humidité et permet d'identifier directement la présence de nuages dans le champ de vue. Cette information utile pendant la prise de données s'avère un atout important pour la sélection des acquisitions lors d'une analyse des données. Elle est corrélée avec la variation du taux de déclenchement signant une variation de transparence de l'atmosphère sur les dix premiers kilomètres, ainsi qu'avec la variation du taux de bruit de fond de ciel.

8.4 Station météorologique

Comme dans tout observatoire, une station météorologique mesure la température, la pression au sol, la vitesse du vent et sa direction. Ces informations sont évidemment utiles pendant une période de prise de données. Elles pourraient aussi s'avérer utiles pour comprendre la variation de l'efficacité

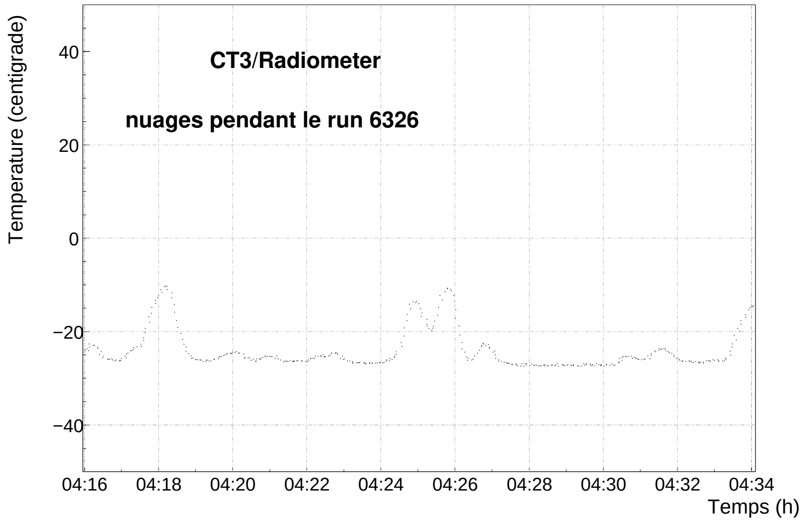


FIG. 8.3: *Variation de température du ciel dans le champ de vue de la caméra pendant une acquisition.*

de collection de lumière journalière de quelques pourcents, observée avec l'analyse des anneaux de muons (voir section 11.3). En effet, la température peut varier de plus de dix degrés dans les premières heures de la nuit, ce qui implique une variation de la densité atmosphérique et donc de l'indice de réfraction de l'air près du sol d'où est émise la majorité de la lumière des anneaux de muons.

Le site est aussi pourvu d'un radiomètre observant l'ensemble du ciel afin de prévenir l'arrivée de nuages dans le champ de vue du télescope et de faciliter la programmation des observations pendant la nuit. Enfin, un lidar permet de mesurer la répartition des diffuseurs dans l'atmosphère.

Chapitre 9

Acquisition centrale

Nous décrivons dans ce chapitre le principe de l'acquisition des données sur le site et sur le banc de test des tiroirs et de la caméra. Les choix de ressources matérielles et logicielles sont motivés par la nature des données, leur flux, un souci de modularité de l'acquisition et le nombre de processus impliqués dans le fonctionnement du réseau.

9.1 Le flux des données

Nous listons ici les différents types de données et leur cheminement dans le système. Les échanges se font principalement à trois niveaux, entre les télescopes et les ordinateurs du réseau local (ferme de processeurs), entre les différents instruments de contrôle et la ferme, et entre la ferme et les laboratoires européens. L'ensemble de ces flux sont représentés sur le schéma 9.1.

– **Données échangées entre la caméra et la ferme**
  Les données d'un événement contiennent les charges mesurées dans les voies haut gain et bas gain des 960 pixels de la caméra ainsi que d'autres informations ayant trait à la datation de l'événement et aux secteurs ayant déclenché le télescope. Celles-ci sont envoyées du processeur de la caméra à un ordinateur, chargé de les enregistrer à travers le réseau local. Il s'agit évidemment du flux de données le plus important. La taille d'un événement est de l'ordre de 4.8 ko. Nous avons vu, dans le chapitre 7.1, que l'électronique est étudiée pour fonctionner à un taux d'acquisition de plus de 500 Hz, ainsi le flux de données par seconde et par télescope est de 2.4 Mo/s (ou 20 Mb/s), ce qui correspond au flux de données moyen observé sur un réseau Ethernet de 100 Mb/s fortement chargé.
  Les paramètres de contrôle de l'état de la caméra (courant de haute tension, courant d'anode, haute tension, température, etc.) suivent le même chemin mais à un flux nettement moins important (de l'ordre du Hz).
  Il existe une communication bidirectionnelle entre le contrôleur de la caméra (situé dans la ferme) et le programme de contrôle embarqué dans la caméra. De même, il est possible d'accéder directement au serveur de terminaux pour réinitialiser le processeur de la caméra, autoriser ou interdire l'activation des hautes tensions des PMs, indépendemment de l'état du processeur embarqué. Enfin, un expert peut se connecter sur le processeur de la caméra pour effectuer des opérations de contrôle lorsque le contrôleur à distance ne fonctionne pas.

– **Données échangées entre le télescope et la ferme**
  Il s'agit des paramètres de suivi de source (pas encodeurs de moteurs), du laser, des caméras CCD, visant le ciel et la caméra, et du radiomètre installé sur la monture du télescope.

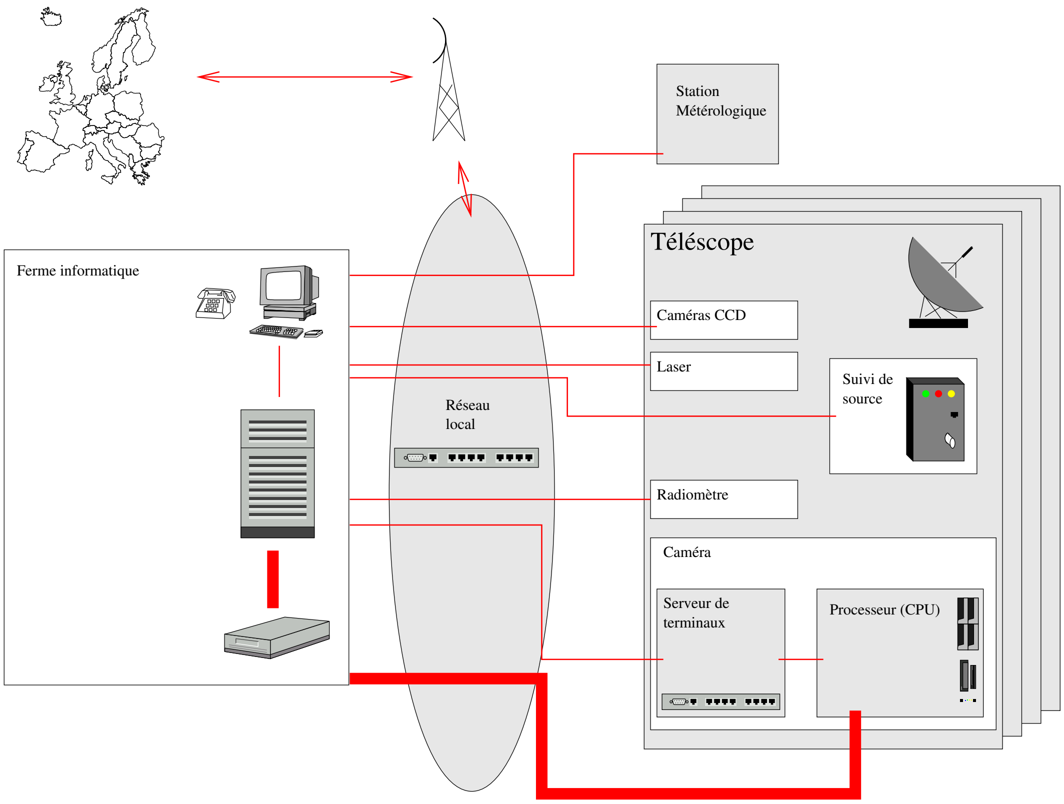


FIG. 9.1: *Schéma des flux de données entre les différents composants du réseau.*

- **Données de la station météorologique vers la ferme**
  La station météorologique envoie continûment des mesures de température, pression, vitesse et direction du vent, ainsi que les données du radiomètre de suivi de ciel et du lidar.

- **Communication avec les bases de données**
  Une copie des bases de données, contenant les configurations de l'ensemble des processus impliqués dans l'acquisition, sur site et dans les laboratoires en Europe a été faite. Les bases de données sur site sont consultées et remplies pendant l'acquisition. Un mécanisme de copie journalière de ces dernières vers l'Europe permet les analyses des données et le contrôle à distance de l'état du détecteur.

- **Sauvegarde de l'ensemble des données**
  L'ensemble des données est stocké sur disque et sauvegardé sur bande magnétique (DLT). Ces bandes sont distribuées aux laboratoires en Europe.

9.2 Architecture informatique

Chaque instrument, au niveau du télescope ou de la station météorologique, échange des données sous un format qui lui est propre, avec un contrôleur fonctionnant sur un processeur de la ferme. En revanche, le format d'échange de données entre les contrôleurs et le système central doit être standardisé. Une architecture de type CORBA satisfait à cette exigence (on utilise en pratique l'interface OmniORB). Tous les programmes liés à l'acquisition sont interfacés à l'ORB et enregistrés dans un serveur d'applications. CORBA permet de rendre accessibles à chaque contrôleur les fonctionnalités des applications. Les fonctions standard de communication ont été implémentées en C++ dans un logiciel informatique appelé DASH.

9.3 Format des données sauvegardées

L'outil ROOT (librairies de stockage de données et d'analyse en C++ développées au CERN [76]) a été choisi pour la sauvegarde des données. Ce choix est déterminé par la longévité prévue de l'expérience (10 ans), au flux de données, à la quantité à analyser, et à la variété des informations.

Les fonctionnalités de stockage et d'analyse des données de HESS utilisent toutes un format spécifique décrit dans les classes C++ d'un paquetage appelé SASH (*Storage and Analysis Software for H.E.S.S.*).

9.4 Déroulement de l'acquisition

9.4.1 Principe

Le contrôleur central gère les dépendances entre les différents éléments de l'acquisition suivant le type d'action à effectuer. Chaque élément est configuré via un contrôleur qui lui est propre. Son état est identifié par le contrôleur central d'une façon standardisée. Il peut être en attente d'une configuration, configuré ou en train d'acquérir des données. Le passage d'un de ces états à l'autre, qui peut nécessiter un certain temps, est aussi identifié (état de transition).

Les types d'action sont prédéfinis dans une base de données indiquant les processus à configurer et leurs paramètres. Un programme d'observation est aussi enregistré, indiquant les séquences d'acquisition à effectuer et des paramètres, comme la source choisie pour un suivi de source. Aux actions de sortie et rentrée du télescope en position de jour est aussi attribué un type d'action spécifique. L'opérateur n'a alors qu'à décider d'un programme d'observation et à valider les séquences de configuration et de démarrage de l'acquisition.

9.4.2 Période d'observation

La prise de données ne peut se faire que pendant les heures de nuit sans lune. En effet, le bruit de fond de ciel doit être suffisamment faible pour pouvoir en extraire le signal Cherenkov des gerbes atmosphériques et pour limiter le taux de déclenchement fortuit dû au bruit. Cela nécessite que le soleil soit 20° en-dessous de l'horizon et que la lune ne soit pas levée.

Ainsi les périodes d'observation de trois semaines sont séparées par des périodes de pleine lune. Le banc de test des tiroirs à Paris, comprenant tous les éléments de l'acquisition de la caméra, permet la formation des opérateurs sur la caméra. L'apprentissage du contrôle du système central est fait sur site et à partir de simulations de l'acquisition.

9.4.3 Séquence d'initialisation de la caméra en début de nuit

Pendant la journée, la caméra ne peut être ventilée suffisamment pour garantir une température inférieure à 40 degrés si on laisse les tiroirs alimentés en basse tension. Il faut donc initialiser la caméra en début de nuit. Les basses tensions des tiroirs et du Custom BUS sont appliquées. Suit la configuration des tiroirs et du panneau de LEDs (pour la première caméra). Jusqu'en janvier 2003, après la mise sous tension des tiroirs, certaines ARS (une dizaine) étaient mal initialisées, de sorte que leur horloge interne n'était pas verrouillée. Cela rend aléatoire le positionnement de la porte de lecture par rapport au temps de déclenchement.

Pour remédier à cela, la procédure suivante a été appliquée : les ARS sont réinitialisées tant qu'elles ne sont pas verrouillées, la difficulté étant qu'il faut alors réinitialiser la moitié de la caméra, ce qui peut amener d'autres ARS à être déverrouillées. En pratique, on répète l'opération jusqu'à ce qu'il n'y ait plus d'ARS non verrouillées pour les voies haut gain. Nous verrons section 10.3 comment sont identifiées ces ARS non verrouillées.

Troisième partie

Analyse

Après avoir décrit les éléments constitutifs du détecteur et leur fonctionnement, nous détaillons dans cette partie l'analyse des données.

En l'absence de faisceau test, les résultats d'analyse sont entièrement basés sur la simulation de la réponse du détecteur, qui doit donc être aussi précise que possible. Cela implique une mesure fine des paramètres d'étalonnage de la chaîne d'acquisition comprenant les gains des photo-multiplicateurs, la réponse de la chaîne électronique de lecture et l'efficacité de collection de lumière. Les méthodes utilisées pour estimer ces paramètres sont décrites dans le premier chapitre. Nous présentons aussi les principaux résultats en mettant en évidence le rôle de la lumière diffuse et la variation des paramètres d'étalonnage en fonction de la température dans la caméra.

Les techniques d'analyse d'images sont décrites dans le deuxième chapitre. Elles permettent la réjection des événements hadroniques, l'étalonnage de la collection de lumière dans le télescope, et la reconstruction des gerbes de gamma.

Le troisième chapitre décrit l'outil de simulation du détecteur couplé à la simulation des gerbes atmosphériques. Cette simulation tient compte de la plupart des informations d'étalonnage obtenues à partir des données.

Nous estimons ensuite le taux de déclenchement du télescope, puis nous comparons la simulation aux données réelles à l'aide des distributions des moments des images et d'une étude des anneaux de muons. Ces comparaisons permettent d'ajuster la simulation de l'électronique de déclenchement du détecteur et l'efficacité globale de collection de lumière.

Nous en déduisons dans le chapitre suivant l'acceptance aux gerbes de photons gamma que nous appliquons à l'estimation du flux en provenance de la nébuleuse du Crabe.

Chapitre 10

Étalonnage des données

Nous présentons dans ce chapitre les méthodes utilisées pour étalonner le détecteur afin de pouvoir estimer, pour chaque événement, l'intensité de lumière collectée dans les photo-multiplicateurs.

La première partie définit les paramètres d'étalonnage dont nous avons besoin pour reconstruire ces intensités.

La seconde présente les principaux résultats obtenus sur banc de test. Ce banc de test permet une étude fine de la réponse du détecteur dans un environnement précisément contrôlé. L'impact du bruit de fond de ciel sur les paramètres d'étalonnage est décrit.

Nous détaillons ensuite les mesures effectuées sur site en Namibie, mesures qui ont pour but d'obtenir une estimation précise des paramètres d'étalonnage pendant les prises de données. Nous mentionnons dans cette partie les méthodes utilisées pour identifier les photo-multiplicateurs défectueux. Les méthodes développées sur le banc de test permettent d'obtenir plusieurs estimateurs du bruit de fond de ciel dans les données. Nous étudions enfin la variation des paramètres d'étalonnage en fonction de la température dans la caméra.

10.1 Définitions et remarques générales

10.1.1 Gain du photo-multiplicateur, facteur de conversion des voies de lecture

Une fraction des photons atteignant le photo-multiplicateur (PM), est convertie en "photo-électron" (γ_e), au niveau de la photo-cathode. Nous avons présenté dans le chapitre 7.2 la réponse du photo-multiplicateur (PM) à un photon ; le gain du PM (G_{PM}) est en particulier défini comme la charge moyenne produite par le PM pour un photo-électron. Ce signal est mesuré aux bornes d'une résistance R_{PM} et amplifié dans deux voies de lecture (haut gain et bas gain). Nous appelons G_A^{HG} et G_A^{BG} les gains respectifs d'amplification en charge dans ces deux voies. Le signal est échantillonné avec un pas de 1 ns dans l'ARS et numérisé en tension sur N_f échantillons. En mode échantillon, l'ensemble de ces valeurs est enregistré ; en mode charge, elles sont additionnées. En définissant V_{ADC} l'unité de tension pour un pas d'ADC (1.22 mV pour une cellule de 1 ns, soit 1.22×10^{-12} V.s), le nombre de canaux d'ADC pour un γ_e dans la voie haut gain vaut :

$$\left\langle \gamma_e^{ADC} \right\rangle_{HG} = e \times G_{PM} \times G_A^{HG} \times R_{PM} \left[V_{ADC} \times N_f(1\,\mathrm{ns}) \right]^{-1} \tag{10.1}$$

où e est la charge de l'électron. Cette valeur $\left\langle \gamma_e^{ADC} \right\rangle_{HG}$ est le facteur de conversion de la voie de lecture haut gain.

Le gain d'amplification dans la voie haut gain vaut $G_A^{HG} = 73$ ($73 \simeq 10.1 \times 5.41 \times 1.33$, voir section 7.4.1). Le rapport entre le nombre de canaux d'ADC pour un γ_e dans les voies haut gain et bas gain est $G_A^{HG}/G_A^{BG} = 13.6$. La fluctuation de ces deux valeurs d'une voie à l'autre est de l'ordre de 10%.

L'objectif n'est pas de calibrer le PM mais l'ensemble de la chaîne électronique d'un seul tenant, à savoir les valeurs des facteurs de conversion dans les voies haut gain et bas gain ($\left\langle\gamma_e^{ADC}\right\rangle_{HG}$ et $\left\langle\gamma_e^{ADC}\right\rangle_{LG}$) pour chaque pixel. Nous définissons le gain nominal pour lequel $\left\langle\gamma_e^{ADC}\right\rangle_{HG} = 80$. Cela correspond, d'après l'équation 10.1, à un gain de PM $G_{PM} = 1.68 \times 10^5$.

10.1.2 Piédestal

On appelle piédestal (Ped) la ligne de base produite par la chaîne de lecture en l'absence de signal. Le bruit électronique se traduit par une fluctuation de cette ligne de base qui donne une distribution de charge gaussienne en accumulant un grand nombre de mesures. Nous avons vu dans la section 7.4.1 que la valeur moyenne du piédestal pour $N_f = 16$ est de l'ordre de -10000 canaux d'ADC. La largeur de ce piédestal est de l'ordre de 15 canaux d'ADC, en l'absence de bruit de fond lumineux.

Afin d'obtenir l'intensité de lumière dans le PM en nombre de γ_e à partir de la mesure de charge en canaux d'ADC, nous devons soustraire ce piédestal. Cela suppose une estimation précise de sa valeur moyenne pour tous les événements de données. Il est aussi important de connaître sa largeur pour estimer l'incertitude sur l'intensité de lumière dans le PM.

Nous verrons que cette valeur moyenne se décale en fonction de la température, ce qui nécessite un contrôle de la température dans la caméra et un étalonnage de cette variation. En outre, la distribution du piédestal s'élargit en fonction du taux de bruit de fond de ciel. Nous présenterons dans la suite cette dépendance ainsi que les outils dont nous disposons pour estimer ce taux de bruit de fond de ciel.

10.1.3 Collection relative de lumière

L'efficacité de collection de lumière est différente d'un PM à l'autre. Cela est dû aux différences de réflectivité des cônes de Winston, d'efficacité quantique des photo-cathodes (la distribution spatiale d'efficacité sur la photo-cathode est aussi importante), et d'efficacité de collection des électrons sur les dynodes des PMs. Nous n'avons pas de mesure individuelle de l'efficacité quantique et de collection de chaque PM. En outre, les PMs vieillissent plus ou moins rapidement les uns par rapport aux autres. Il faut donc pouvoir estimer cette efficacité de collection de lumière sur site, afin de corriger à l'analyse les in-homogénéités dans la caméra qui peuvent induire des biais sur la distribution des directions reconstruites des gammas.

Nous appelons collection relative de lumière ($C_r(i)$) l'efficacité de collection du PM i (ϵ_i) par rapport à la valeur moyenne sur l'ensemble de la caméra.

$$C_r(i) = \frac{N \times \epsilon_i}{\sum_{j=1}^{N} \epsilon_j} \tag{10.2}$$

10.1.4 Reconstruction de l'intensité dans un PM

L'intensité de lumière I dans un PM pour un événement, en terme de nombres de γ_e, est obtenue à partir de la charge $Q|_{HG(LG)}$ mesurée en canaux d'ADC dans la voie haut gain (HG) ou bas gain (LG), du facteur de conversion $\left\langle\gamma_e^{ADC}\right\rangle_{HG(LG)}$, de la valeur moyenne du piédestal $\langle Ped\rangle_{HG(LG)}$, et de l'efficacité relative de collection de lumière C_r. Le choix de l'une ou l'autre des voies de lecture est déterminé par l'intensité du signal mesuré. Pour les signaux faibles, on utilise la voie haut gain permettant une meilleure résolution. A l'inverse, pour les signaux dépassant 200 γ_e, on utilise la voie bas gain car il y a saturation dans la première voie. Nous préciserons ce point par la suite.

$$I = \frac{1}{C_r} \frac{Q|_{HG(LG)} - \langle Ped \rangle_{HG(LG)}}{\langle \gamma_e^{ADC} \rangle_{HG(LG)}} \tag{10.3}$$

10.2 Résultats obtenus sur banc de test

Avant son installation dans la caméra, chaque tiroir est étudié sur un banc de test. Le tiroir est placé dans une boîte hermétique à la lumière ambiante où il est éclairé par un laser à azote. Les impulsions sont brèves afin que l'ensemble du signal soit contenu dans une porte de lecture de 16 ns. Le faisceau laser est séparé en deux, un sous-faisceau est dirigé sur une diode photo-sensible permettant de construire un déclenchement externe, l'autre est propagé, via une fibre optique, sur un diffuseur situé dans la boîte contenant le tiroir. Le signal de déclenchement externe permet de s'affranchir du déclenchement interne du détecteur pour les signaux très faibles. On évite ainsi des déclenchements fortuits dus au bruit de fond.

Une source de lumière blanche diffuse est ajoutée afin de tester l'effet d'un fond lumineux sur le signal. Un jeu de filtres pour le laser et pour la source de lumière diffuse permet un ajustement relatif de leurs intensités respectives.

Nous résumons dans cette partie les principaux résultats obtenus [70]. La linéarité de la chaîne de lecture est testée. Nous présentons ensuite la méthode permettant le positionnement de la porte de lecture sur le signal de données à partir du signal de déclenchement externe. Cette procédure doit être effectuée avant toute mesure afin de garantir que l'ensemble de la charge est collectée. Nous décrivons la méthode utilisée pour estimer les gains, et les ajuster à la valeur nominale. L'effet du bruit de fond de lumière sur les distributions de piédestaux et les valeurs de courants de haute tension et de courant d'anode sont présentés en dernière partie.

10.2.1 Linéarité des ARS

La figure 10.1 montre la charge mesurée en sortie d'ARS en fonction de la charge injectée dans le circuit électronique de lecture. Cette mesure a été effectuée sur un banc de test électronique à partir d'un générateur d'impulsions. Les charges en entrée et en sortie sont représentées en nombres de γ_e équivalents.

On note une bonne linéarité dans la voie bas gain entre 0 et 1600 γ_e avec une grande dispersion pour des intensités inférieures à 20 γ_e. Dans la voie haut gain, le signal de sortie sature à partir de 200 γ_e. Nous utiliserons donc la mesure de charge dans la voie haut gain pour des intensités inférieures à cette dernière valeur, et la charge dans la voie bas gain pour des intensités supérieures.

Les signaux dont l'intensité est comprise entre 20 et 200 γ_e permettent l'inter-étalonnage des deux voies de lecture.

10.2.2 Positionnement de la fenêtre de lecture des PMs

La fenêtre de lecture des ARS doit être positionnée de façon à intégrer l'ensemble du signal. On ajuste pour cela la valeur de N_d caractérisant l'écart de temps entre l'arrivée du signal dans l'ARS et le signal de déclenchement. Plusieurs acquisitions sont effectuées avec différentes valeurs de N_d pour une intensité des impulsions du laser de 10 γ_e. Lorsque la fenêtre de lecture est correctement positionnée, on obtient une charge mesurée maximale, correspondant à l'intégrale du signal. Comme la largeur de la fenêtre de lecture est plus grande que la durée du signal, cette valeur maximale est atteinte pour un intervalle de valeurs de N_d. En revanche, lorsque la porte est mal positionnée, seule une fraction du signal est intégrée, d'où une charge plus faible.

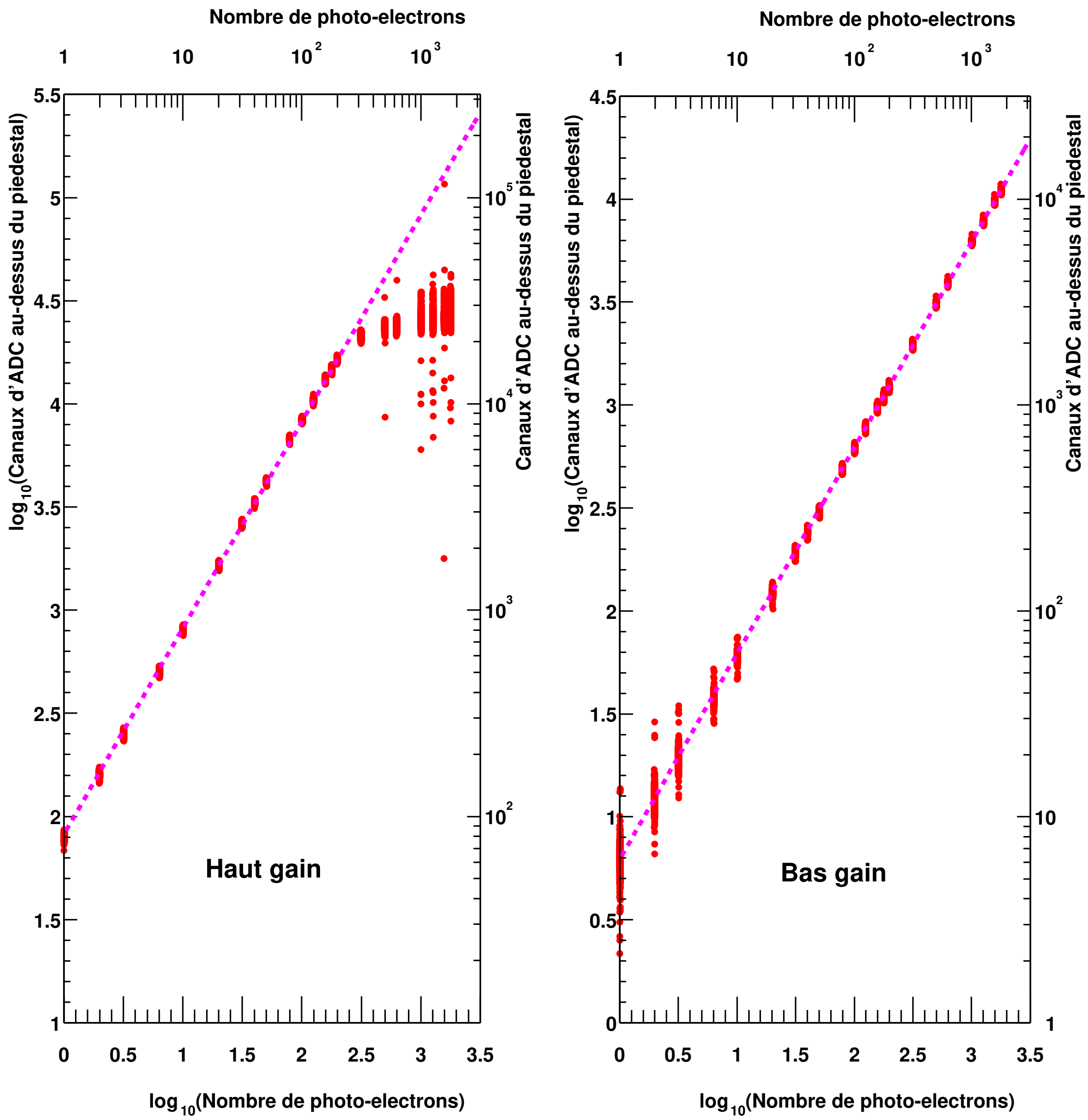


FIG. 10.1: *Valeurs d'ADC dans les voies haut gain (à gauche) et bas gain (à droite) en fonction de l'intensité lumineuse en unité de γ_e par pixel. On note dans la voie haut gain un comportement linéaire jusqu'à 200 γ_e, puis une saturation est observée. Dans la voie bas gain, la réponse de l'ARS est linéaire jusqu'à 1600 γ_e. La ligne pointillée représente un ajustement linéaire.*

La figure 10.2 montre les charges mesurées auxquelles ont été soustraites les valeurs moyennes des piédestaux (obtenues à partir d'une acquisition sans le laser) pour différentes valeurs de N_d et pour quatre PM d'un même tiroir. On observe un plateau dont les bords correspondent à des impulsions en partie contenues dans la fenêtre de lecture.

La plus grande valeur de N_d sur le plateau est utilisée afin de s'assurer de contenir le front montant du signal dans la fenêtre de lecture. Pour les PMs présentés figure 10.2, une valeur de N_d de 58 a été choisie.

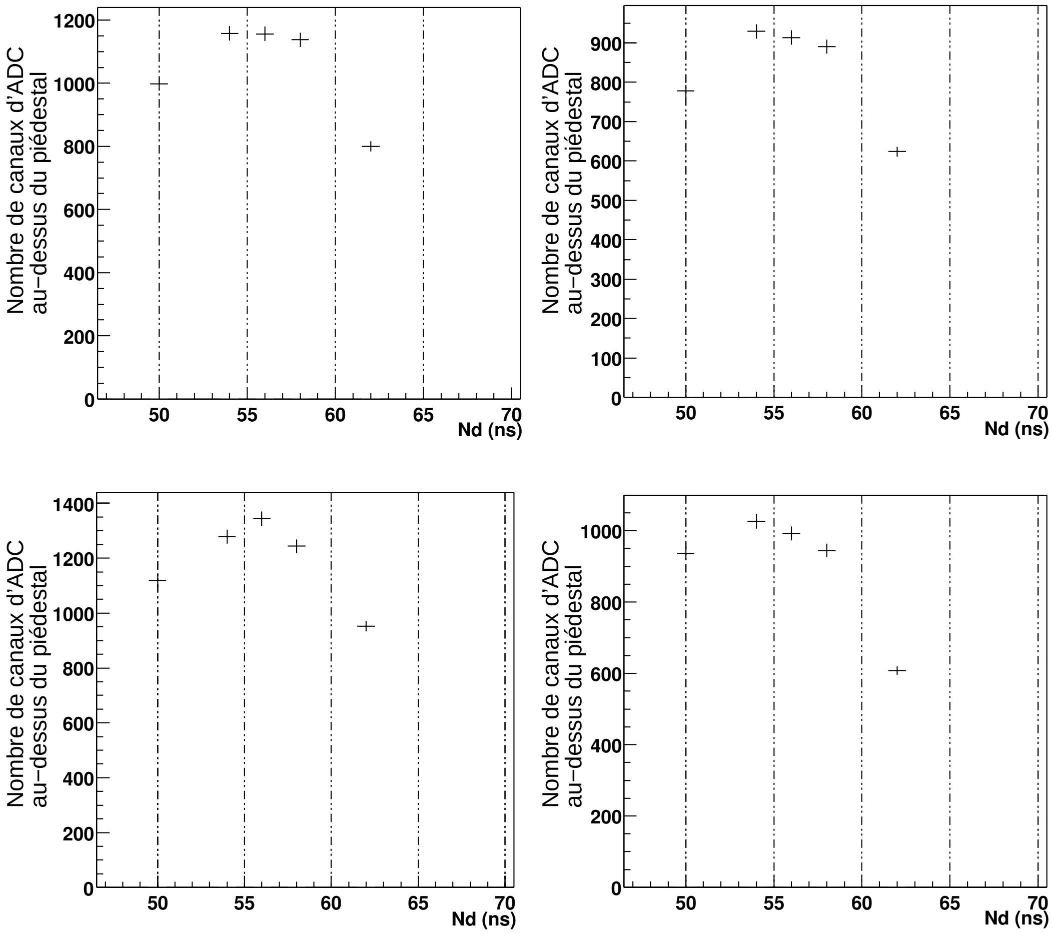


FIG. 10.2: *Charge moyenne des distributions dans la voie HG en canaux d'ADC au-dessus du piédestal en fonction de la valeur de N_d pour quatre PMs d'un même tiroir.*

Plusieurs signaux enregistrés en mode "échantillon" sont représentés figure 10.3 pour un PM. On note que les signaux sont bien contenus dans la porte de lecture. Pour produire cette figure, la valeur de N_d a été décalée de 5 unités (soit 5 ns) et la porte agrandie à la valeur $N_f = 32$ afin d'échantillonner l'ensemble du signal. Le domaine d'intégration du signal est compris entre les deux lignes verticales en pointillés.

10.2.3 Facteur de conversion de la chaîne de lecture

Après cette étape, nous pouvons étudier les charges mesurées en fonction de l'intensité lumineuse pour estimer le facteur de conversion de la chaîne de lecture. Afin de s'affranchir des incertitudes sur l'intensité du laser et sur l'efficacité de collection de lumière du PM, nous regardons le signal mesuré pour de très faibles impulsions. Cela permet de mettre en évidence le signal d'un γ_e unique dans les distributions de charge dans la voie haut gain. La charge mesurée suit en effet une loi de Poisson convoluée avec la réponse du système de lecture. Cette dernière est décrite par la valeur du piédestal

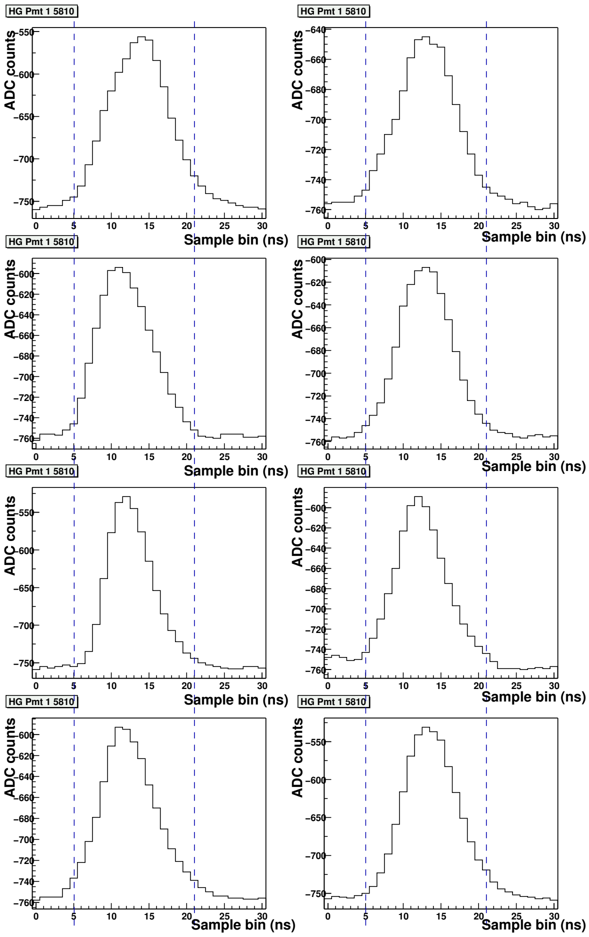


FIG. 10.3: *Profils des impulsions observées dans un pixel pour huit événements différents en mode "échantillon" avec $N_f = 32$.*

$\langle Ped \rangle_{HG}$, le bruit électronique σ_P, le facteur de conversion moyen de la voie de lecture $\langle \gamma_e^{ADC} \rangle_{HG}$, et sa dispersion d'un événement à l'autre σ_S.

La probabilité d'avoir x γ_e dans la porte s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_{GAIN}(x) &= \frac{\exp(-\mu)}{\sqrt{2\pi}\sigma_P} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \langle Ped \rangle_{HG}}{\sigma_P}\right)^2\right] \\
&+ \sum_{n=1}^{m \gg 1} \frac{\exp(-\mu)}{\sqrt{2n\pi}\sigma_S} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - (\langle Ped \rangle_{HG} + n \langle \gamma_e^{ADC} \rangle_{HG})}{\sqrt{n}\sigma_S}\right)^2\right]
\end{aligned}$$

où μ est le nombre moyen de γ_e par porte de lecture.

Pour étalonner les PMs, le laser est pulsé à une intensité moyenne équivalente à un γ_e en utilisant le déclenchement externe. Les distributions de charges dans la voie haut gain sont ensuite ajustées avec la fonction précédente.

La figure 10.4 montre les distributions de charge dans la voie haut gain obtenues ainsi que l'ajustement par la fonction $\mathcal{P}_{GAIN}$ pour six PMs calibrés au gain nominal de 80 canaux d'ADC. On voit que l'ajustement reproduit parfaitement les distributions de charge. Le premier pic correspond au piédestal, sa largeur détermine la valeur du bruit de l'électronique. Le deuxième pic plus large correspond au signal d'un γ_e unique. La contribution des événements à deux γ_e et plus, est noyée dans la queue de distribution. La séparation nette entre le piédestal et le pic du γ_e unique permet d'obtenir le facteur de conversion avec une bonne précision.

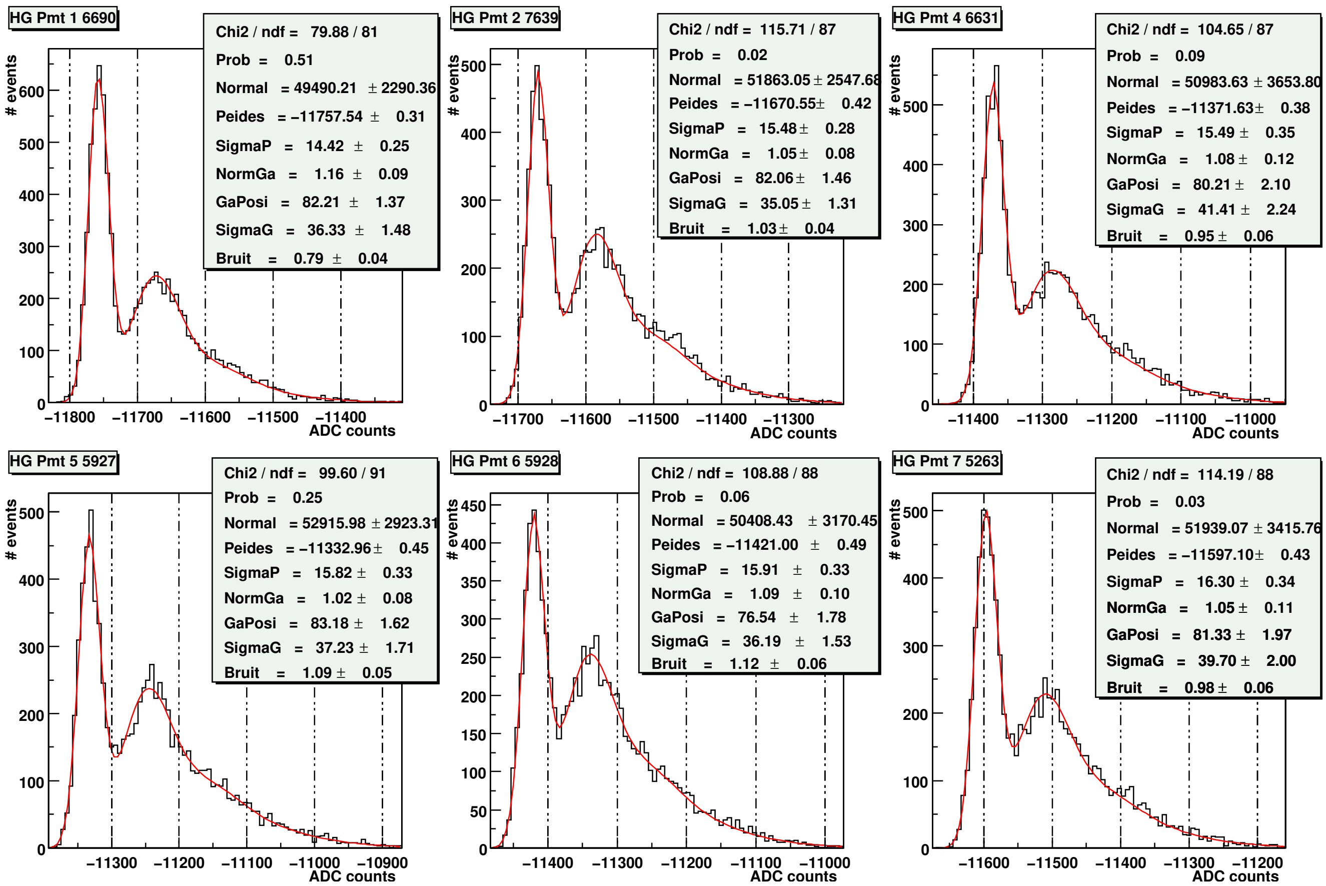


FIG. 10.4: *Distributions de charge mesurée dans la voie haut gain pour six PMs calibrés au gain nominal. La courbe rouge représente l'ajustement obtenu avec la fonction $\mathcal{P}_{GAIN}$. Cette figure est tirée de [70].*

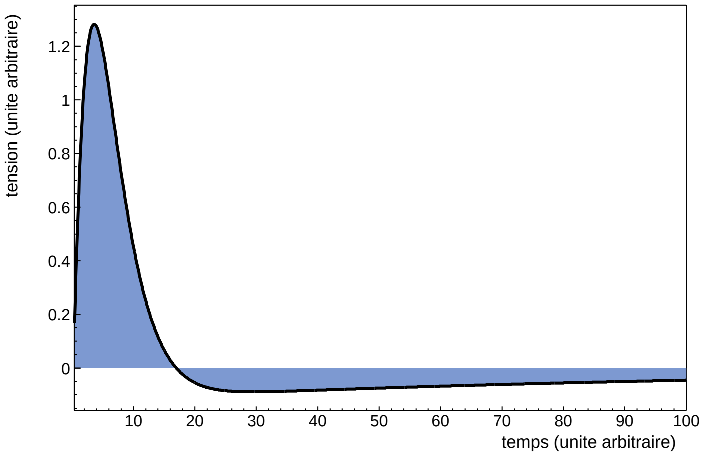


FIG. 10.5: *Représentation schématique d'une impulsion de photo-électron. L'intégrale du signal est nulle du fait du montage capacitif.*

La procédure d'obtention du facteur de conversion nominal de 80 canaux d'ADC consiste à faire varier le gain des PMs en modifiant leur haute tension (HV), tout en ajustant à chaque itération la dépendance du gain en fonction de HV par une loi de puissance. Cette loi de puissance observée dans les données a un indice de l'ordre de 5.2. Cela est en accord avec la variation de gain typique que l'on obtient pour huit dynodes (voir section 7.2).

10.2.4 Effet du bruit de fond lumineux

Le banc de test a permis d'identifier trois estimateurs différents du taux de bruit de fond lumineux.

Piédestaux, pic à zéro photo-électron

Du fait de la capacité de liaison, la charge moyenne du signal est indépendante du bruit de fond lumineux, ainsi la valeur moyenne du piédestal ne varie pas. Le signal de photo-électron est caractérisé par une impulsion rapide d'une largeur de quelques nanosecondes, suivie d'une queue d'une durée de plusieurs micro-secondes de signe opposé (voir figure 10.5). Les queues de distributions des γ_e de bruit de fond s'accumulent et donnent une charge de signe opposée au photo-électron. Lorsqu'aucune impulsion rapide n'est intégrée dans la porte de lecture, la charge mesurée est décalée d'une valeur proportionnelle au taux de bruit de fond lumineux (R_{NSB}), à la largeur $\tau \times N_f$ de la fenêtre de lecture ($\tau \equiv 1$ ns est la largeur d'une cellule d'ARS), et au nombre de canaux d'ADC pour un γ_e $\left(\left\langle\gamma_e^{ADC}\right\rangle_{HG(LG)}\right)$.

L'accumulation de ces événements produit un pic dans la distribution du piédestal que l'on appelle pic à zéro photo-électron. Nous noterons dans la suite $\langle Pic@0\rangle$ sa valeur moyenne. En l'absence de bruit de fond lumineux, nous avons $\langle Pic@0\rangle_{R_{NSB}=0} = \langle Ped\rangle$. Dans la voie bas gain, ce pic ne peut pas être distingué dans la distribution du piédestal (cette dernière est dominée par le bruit électronique).

Nous avons

$$\langle Pic@0\rangle\ (R_{NSB}) = \langle Ped\rangle - \left\langle\gamma_e^{ADC}\right\rangle \times R_{NSB} \times \tau N_f \tag{10.4}$$

La figure 10.6 montre les distributions de charge dans la voie haut gain pour un PM avec différents taux d'illumination compris entre 3×10^7 et 10^8 Hz, obtenues sur banc de test. La moyenne des distributions est la même alors que leur largeur augmente avec l'illumination. Le pic à zéro γ_e se

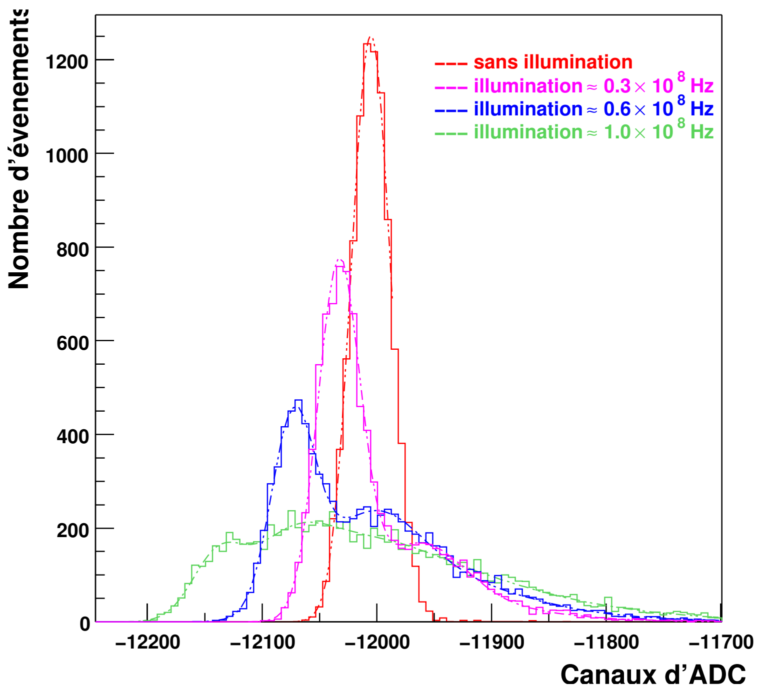


FIG. 10.6: *Variation de la distribution du piédestal en fonction de l'illumination. La moyenne reste constante mais le pic à 0 γ_e se décale et l'ensemble de la distribution s'élargit.*

décale vers les valeurs négatives (équation 10.4) et une deuxième composante due aux impulsions de γ_e intégrées dans la porte de lecture augmente en amplitude et en largeur en fonction de l'illumination. On ne distingue pas dans cette composante de pics dus à un nombre entier de γ_e car leur temps d'arrivée aléatoire par rapport au positionnement de fenêtre de lecture implique que la charge intégrée est en moyenne inférieure à un γ_e.

Courant de haute tension (HVI)

Le courant de haute tension correspond au taux d'illumination du PM multiplié par le nombre d'électrons produits dans le PM pour chaque γ_e.

$$HVI(R_{NSB}) = HVI(0) + e \times G_{PM} \times R_{NSB} \tag{10.5}$$

où $HVI(0)$ correspond à un courant de fuite et R_{NSB} au taux de fond de ciel.

Cette variation est représentée figure 10.7 en fonction du décalage du piédestal ΔPed. On observe une bonne linéarité car les deux termes sont proportionnels à $G_{PM} \times R_{NSB}$.

L'ajustement donne :

$$\Delta HVI = (2.37 \pm 0.02) \times 10^{-2}\, \Delta \langle Pic@0 \rangle \ \ [\mu\mathrm{A}/(\mathrm{canaux\,d'ADC})] \tag{10.6}$$

Cela nous permet d'évaluer de façon directe le gain du PM (équations 10.4 et 10.5),
$G_{PM} = (1.90 \pm 0.02) \times 10^5$.

Courant d'anode (DCI)

La valeur du courant d'anode (DCI) varie aussi en fonction de la luminosité de façon linéaire comme cela est représenté figure 10.8 en fonction du décalage du piédestal. L'ajustement obtenu donne :

$$\Delta DCI = (1.38 \pm 0.01)\, \Delta \langle Pic@0 \rangle \ \ [\mathrm{mV}/(\mathrm{canaux\,d'ADC})] \tag{10.7}$$

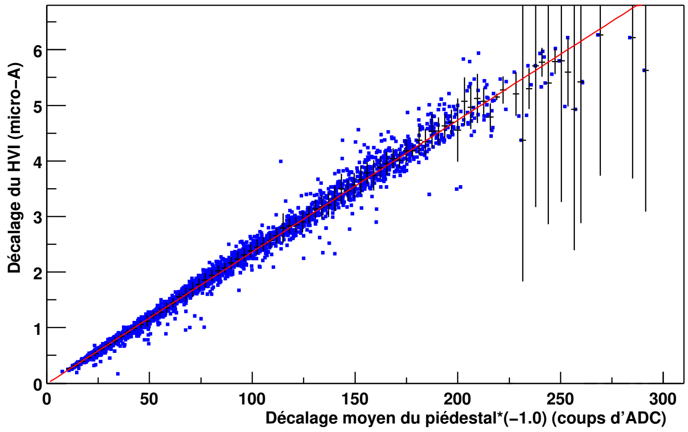


FIG. 10.7: *Variation des valeurs de HVI en fonction du décalage du piédestal.*

Ce paramètre abusivement appelé "courant" est une tension mesurée aux bornes d'un circuit intégrateur en sortie de PM. Sa valeur est proportionnelle au taux de photo-électrons dans le PM.

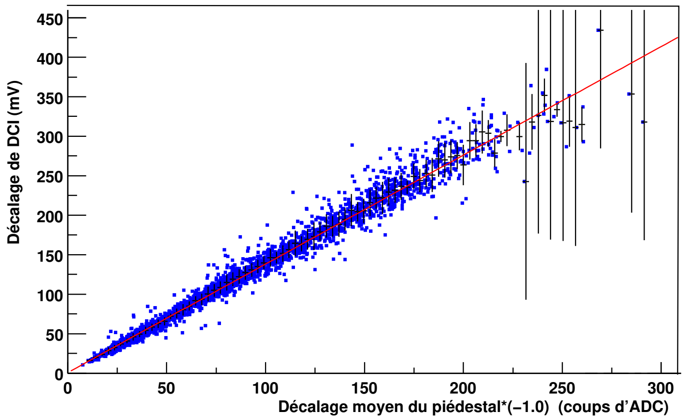


FIG. 10.8: *Variation des valeurs de DCI en fonction du décalage du piédestal.*

10.3 Identification des PMs défectueux

Lorsque la caméra est sur site, l'étalonnage doit être effectué régulièrement pour mesurer la dérive de certaines valeurs liée au vieillissement des PMs. Ces derniers peuvent aussi être endommagés suite à une illumination importante. Dans le pire des cas, leur base est détruite, mais en général le PM perd un peu de gain et sa haute tension doit être réajustée. Les PMs défectueux doivent être identifiés préalablement à l'étalonnage, et de manière générale pour toute analyse.

10.3.1 Valeurs de haute tension

Durant certaines périodes d'observation, la haute tension de certains PM endommagés était volontairement coupée. D'autre part, au cours d'une acquisition, une étoile peut entrer dans le champ de vue du PM. La luminosité dans le PM varie alors fortement et les valeurs de HVI peuvent atteindre une valeur limite de 150 μA pour laquelle la haute tension est coupée par le programme d'acquisition. Ces écarts à la valeur nominale de haute tension doivent être identifiés préalablement à toute analyse. La figure 10.9 montre la répartition des pixels éteints dans la caméra pour une acquisition avec le télescope pointant sur la nébuleuse du Crabe.

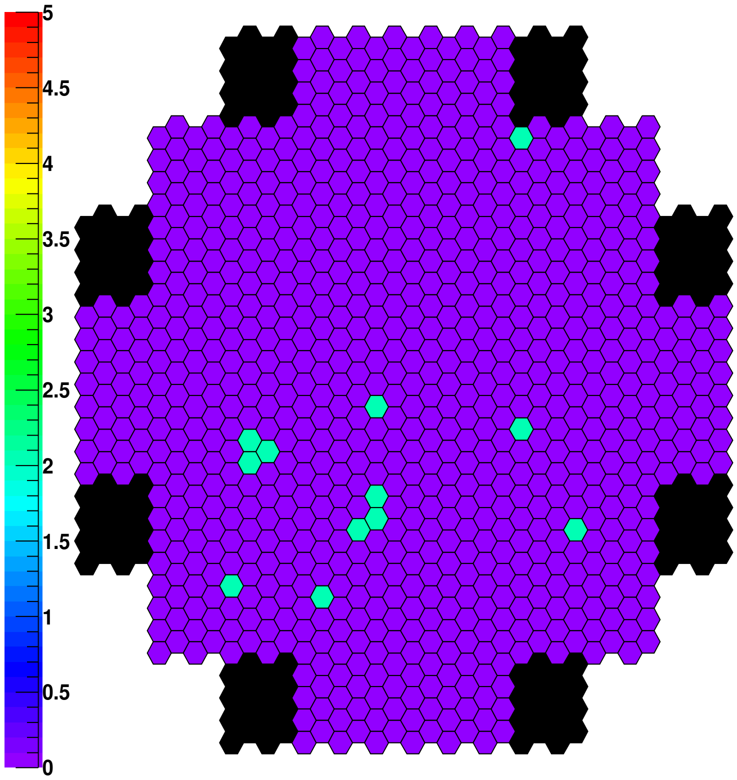


FIG. 10.9: *Pixels éteints pendant une acquisition sur la nébuleuse du Crabe. Huit tiroirs endommagés (suite à une erreur de manipulation de jour) ont été placés en périphérie de la caméra et sont désactivés (en noir). Une dizaine d'autres pixels sont éteints à cause d'étoiles dans leur champ de vue (pixels en clair sur la figure).*

10.3.2 Valeurs de canaux d'ADC non enregistrés

Pour certaines prises de données, les valeurs de canaux d'ADC des PMs d'une carte analogique ne sont pas valides pour une fraction des événements.

Des perturbations électro-magnétiques sur le *boxbus* entraînent parfois l'inversion d'un bit sur les données en cours de transfert. L'adresse d'une carte peut alors être erronée, ce qui implique la perte de l'information qu'elle transmet. Ces erreurs sont identifiées par le programme d'acquisition et enregistrées dans les fichiers de données. Les programmes d'analyse récupèrent cette information pour chaque événement et éliminent les pixels impliqués afin de ne pas corrompre le traitement des images.

10.3.3 Mémoires analogiques (ARS) non verrouillées

Suite à la procédure de verrouillage des ARS (voir section 9.4.3), certaines mémoires analogiques restent non bloquées. Cela implique que le positionnement de la fenêtre de lecture par rapport au temps de déclenchement est quasiment aléatoire, ce qui rend inutilisables les charges mesurées. Cela a en général lieu dans une des deux voies haut gain ou bas gain. Trois méthodes sont utilisées pour identifier ces ARS défectueuses.

Corrélations haut gain – bas gain

Ce problème s'identifie facilement en regardant la corrélation entre les nombres de canaux d'ADC dans les deux voies dans une gamme en intensité où les deux voies sont linéaires (typiquement entre 10 et 200 γ_e). La figure 10.10 montre cette corrélation pour deux PMs, l'un avec une ARS verrouillée et l'autre non. Dans le premier cas, on trouve une très bonne corrélation entre les deux mesures. Pour l'autre, la charge mesurée dans la voie haut gain est systématiquement plus faible que celle de la voie bas gain (après conversion en nombre de γ_e) avec une distribution très large. Cela signifie que l'ARS de la voie haut gain est non verrouillée. Cette procédure est utilisée pour chaque acquisition de données.

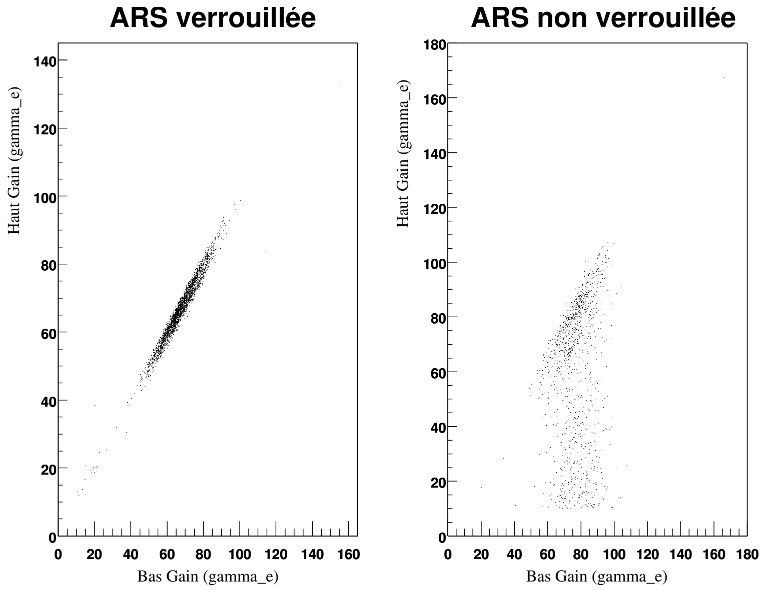


FIG. 10.10: *Corrélation entre les charges mesurées dans les voies haut gain et bas gain selon que l'ARS est verrouillée ou non.*

Piédestaux

Une stratégie différente doit être envisagée lorsque les événements enregistrés ne peuplent pas la gamme en charge entre 10 et 200 γ_e. C'est le cas pour les acquisitions dans le noir dédiées à la mesure des piédestaux. Pour ces acquisitions, une ARS non verrouillée est signée par la présence d'une distribution de charge à plusieurs pics (figure 10.11). Cela a été vérifié en utilisant la méthode précédente pour identifier les ARS non verrouillées. Les causes physiques de cet effet ne sont pas encore comprises.

Distribution de charge dans la voie haut gain pour les acquisitions à un γ_e

Pour les prises de données à 1 γ_e utilisées pour l'estimation des facteurs de conversion, la forme de la distribution de charge dans la voie haut gain pour une ARS non verrouillée ne peut pas être ajustée par une loi de type $\mathcal{P}_{GAIN}$ (section 10.2.3). Plus précisément, on observe une composante à 1 γ_e élargie au-dessus du piédestal : la porte de lecture étant positionnée aléatoirement, une fraction variable du signal de γ_e est intégrée d'un événement à l'autre. Une coupure sur un des paramètres de l'ajustement nous donne l'écart à une loi de Poisson et permet d'identifier les ARS non verrouillées (voir figure 10.12).

10.4 Acquisitions dédiées à l'étalonnage avec la caméra complète

Une partie des informations d'étalonnage ne peut être obtenue qu'au moyen de prises de données spécifiques utilisant les outils décrits section 8. Il s'agit de l'étalonnage des gains des PMs avec les LEDs placées sur la paroi interne du capot de la caméra et de l'efficacité de collection relative des

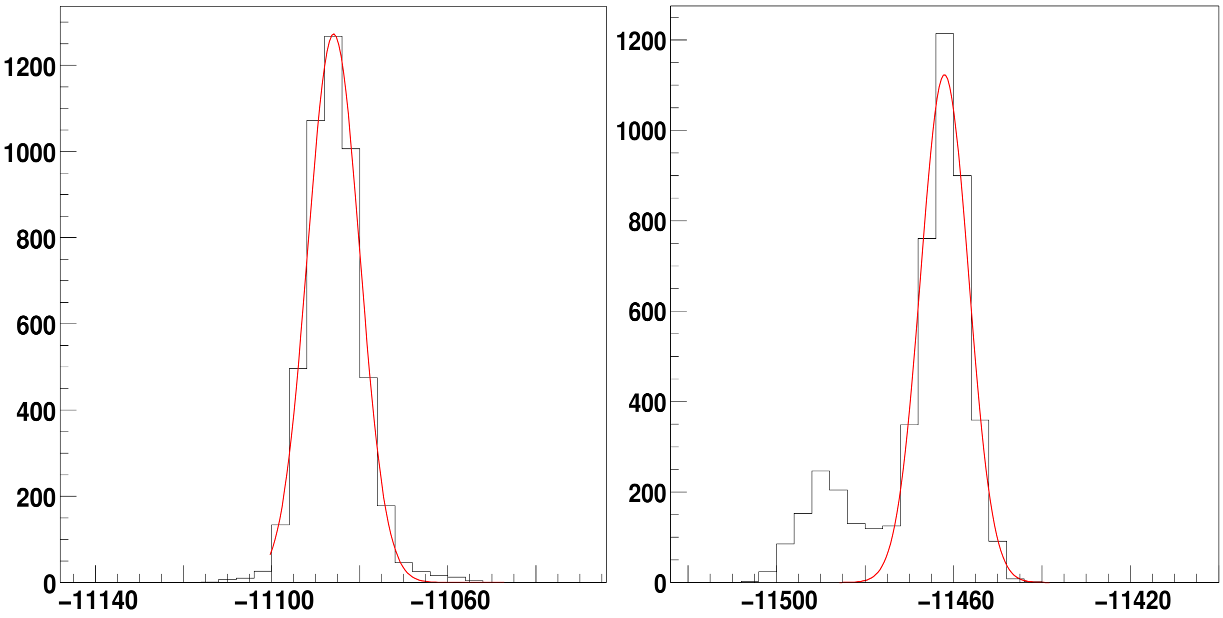


FIG. 10.11: *Distributions de charge dans la voie bas gain pour des acquisitions dans le noir. Pour un PM avec une ARS verrouillée (à gauche), on observe un piédestal unique. A droite, on observe deux pics dans la distribution pour un PM avec ARS non verrouillée.*

systèmes cône de Winston–PM obtenue à partir d'acquisitions avec le laser fixé sur la structure du télescope.

10.4.1 Facteur de conversion de la voie haut gain

Nous décrivons ici la procédure pour la première caméra dotée d'un panneau de LEDs. Après la configuration de la caméra et la procédure de verrouillage des ARS (voir section 9), l'intensité des LEDs est configurée à un photo-électron (γ_e) pour l'ensemble de la caméra. Quelques LEDs sont cependant configurées à une intensité de quelques dizaines de γ_e (au niveau d'un tiroir en général) afin d'assurer le déclenchement de la caméra (la condition de déclenchement est aussi modifiée pour satisfaire à cet objectif, typiquement 5 pixels au-dessus de 5 γ_e dans ce tiroir). Un lot d'environ 10000 événements est alors enregistré. Les distributions des charges (en canaux d'ADC) mesurées dans la voie haut gain pour chaque pixel sont ajustées avec la fonction $\mathcal{P}_{GAIN}$ (section 10.2.3). L'opération est renouvelée en utilisant une autre zone pour le déclenchement.

10.4.2 Efficacité relative de collection de lumière

L'efficacité relative de collection de lumière des PMs est étalonnée avec une source distribuant une lumière uniforme sur la caméra. Cette source lumineuse est fournie par un laser excitant un scintillateur dont la lumière est propagée jusqu'à un diffuseur fixé sur la structure du télescope, à 15 m de la caméra (voir section 8). Des données sont enregistrées avec le laser lorsque le télescope pointe vers le sol afin de minimiser les déclenchements dus aux rayons cosmiques et de limiter le bruit de fond de ciel.

Une condition de déclenchement restrictive est utilisée afin de réduire les déclenchements fortuits (10 PMs au-dessus de 10 γ_e). Ces données doivent être couplées avec des mesures de piédestaux dans le noir (capot fermé). L'intensité typique du laser est de 100 γ_e par PM.

On observe alors une distribution gaussienne de la charge collectée dans chaque PM. La moyenne de cette distribution est convertie en un nombre moyen de γ_e collecté par PM (cela suppose la connaissance préalable de la valeur du piédestal et du facteur de conversion).

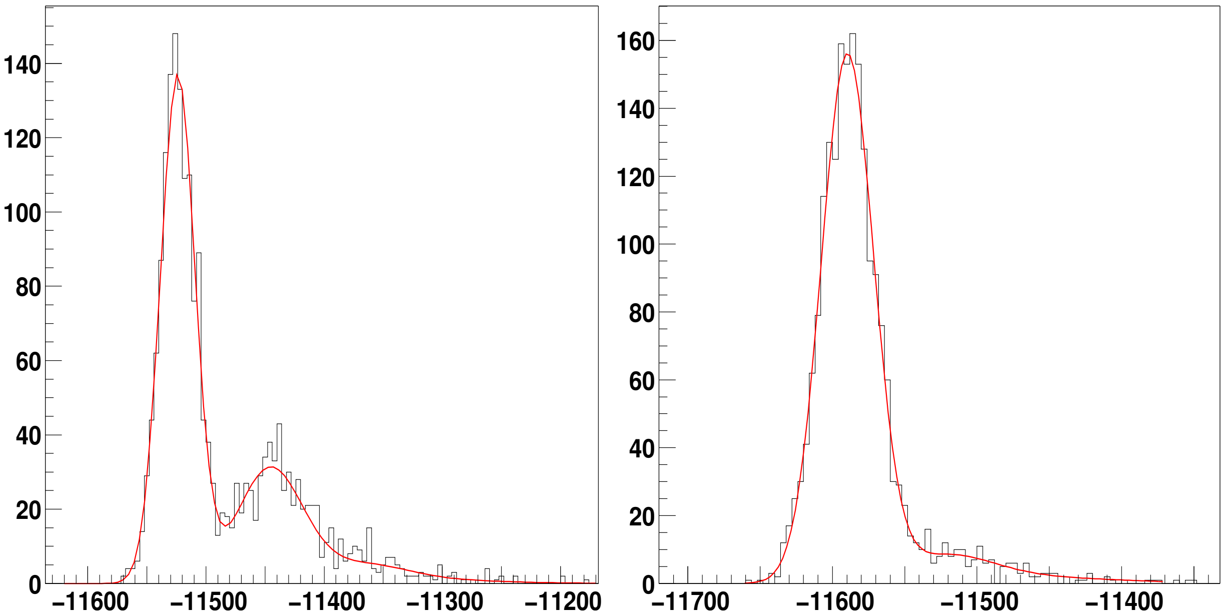


FIG. 10.12: *Distributions de charge dans la voie haut gain pour des acquisitions à 1 γ_e. Pour un PM avec une ARS verrouillée (à gauche), la distribution est correctement ajustée par une loi $\mathcal{P}_{GAIN}$. A droite, pour un PM avec une ARS non verrouillée, l'ajustement conduit à une distribution incompatible avec cette loi.*

L'écart de l'intensité obtenue à la valeur moyenne sur l'ensemble des PMs de la caméra nous donne l'efficacité relative de collection de lumière.

10.5 Etalonnage pendant les acquisitions sur source

Les piédestaux et le bruit de fond de ciel pour chaque PM doivent être estimés à partir des données d'acquisition sur source, afin d'obtenir une reconstruction des intensités dans les PMs aussi précise que possible. Nous devons aussi identifier la présence d'étoiles dans le champ de vue des PMs, pour les écarter de l'analyse des images.

Nous décrivons ici les estimateurs utilisés et leurs performances.

10.5.1 Piédestaux

Les valeurs de piédestaux peuvent varier au cours d'une acquisition, principalement à cause de la variation de la température, comme nous le verrons par la suite. En outre, la position du pic à 0 γ_e se décale en fonction du bruit de fond de ciel. Nous les estimons donc tous les 15000 événements, ce qui correspond à un intervalle de temps de deux minutes pour un taux d'acquisition de 100 Hz. La méthode consiste à ajuster les deux fonctions suivantes sur les distributions de charge dans la voie haut gain (dans la voie bas gain, on ne considère qu'un ajustement gaussien).

• La première est identique à celle utilisée dans les prises de données à 1 γ_e pour l'estimation du facteur de conversion de la voie haut gain (fonction $\mathcal{P}_{GAIN}$ section 10.2.3). Cette formule se base sur l'approximation que tous les signaux de γ_e contribuant à la charge sont complètement contenus dans la porte de lecture. L'ajustement recherche donc des pics séparés, positionnés à des unités de γ_e. Il en résulte un faible biais sur le taux de bruit de fond de ciel, mais le piédestal moyen, ainsi que le pic à 0 γ_e, sont bien reproduits pour des taux de fond de ciel inférieurs à 3×10^8 Hz.

• Le second ajustement est basé sur une loi empirique obtenue par simulation et utilisée dans l'expérience CAT [82]. La probabilité d'enregistrer une charge Q de γ_e de fond de ciel dans la porte de lecture de largeur Δt peut s'exprimer par :

$$\mathcal{P}_{CAT} = p \times \delta(Q + R_{NSB}\Delta t) + \frac{a^{\nu+1}}{\Gamma(\nu+1)}(Q + R_{NSB}\Delta t)^{\nu} \exp\left[-a(Q + R_{NSB}\Delta t)\right] \quad (10.8)$$

avec

$$\begin{aligned} p &= \exp(-R_{NSB}T) \\ a &= \frac{\nu+1}{R_{NSB}\Delta t}(1-p) \end{aligned}$$

où
- T est une largeur effective supérieure à la largeur de la porte de lecture Δt
- R_{NSB} est le taux de fond de ciel.
- p représente la probabilité qu'aucun γ_e ne soit contenu dans la porte.
- La valeur du paramètre a est choisie de façon à obtenir une valeur moyenne nulle de la charge.

Dans le cas d'un bruit faible, pour lequel le taux moyen de γ_e par porte est inférieur à 2, l'ajustement de $\mathcal{P}_{CAT}$ donne une valeur de ν proche de l'unité.

Ces deux méthodes permettent d'estimer la position du piédestal et le fond de ciel moyen à partir des distributions de charge dans les voies haut gain. Les résolutions sur ces deux paramètres sont représentées figure 10.13 en fonction du fond de ciel moyen. Ces résultats ont été obtenus par une simulation Monte Carlo des impulsions de γ_e. La résolution de la méthode $\mathcal{P}_{GAIN}$ sur le fond de ciel moyen est inférieure à 5%. La méthode $\mathcal{P}_{CAT}$ fournit un meilleur estimateur pour un taux de fond de ciel inférieur à 0.15 γ_e.ns^{-1} avec une résolution de 2%. En revanche, elle induit un biais important pour des taux de fond ciel plus grands.

La résolution sur le piédestal est inférieure à 0.04 γ_e pour les deux méthodes pour un taux de fond de ciel inférieur à 0.15 γ_e.ns^{-1}.

Notons que le taux moyen observé dans les données est de 0.1 γ_e.ns^{-1}.

10.5.2 Autres estimateurs du taux de fond de ciel

Nous avons vu qu'en plus des pics à zéro photo-électron, les valeurs de HVI et DCI fournissent deux autres estimateurs du bruit de fond. Les formules utilisées sont directement tirées des résultats obtenus sur banc de test. Nous verrons section 10.6 que le HVI varie peu en fonction de la température comparé au DCI et aux piédestaux. Le HVI fournit donc l'estimateur le plus précis. Un avantage des estimateurs basés sur le HVI et le DCI est que ces derniers sont enregistrés toutes les secondes.

La figure 10.14 montre l'évolution du taux de fond de ciel pour ces quatre méthodes au cours d'une acquisition pour trois PMs. On note que les quatre estimateurs suivent la même variation. Pour un des trois PMs (figure 10.14 à droite), l'estimation par les valeurs de DCI est inférieure aux autres. Cela montre que la correction des effets dus à la température (voir section 10.6) n'est pas correcte pour ce PM. On note par ailleurs un écart systématique entre les deux méthodes basées sur les piédestaux de l'ordre de 6%.

Ces estimateurs de fond de ciel permettent d'identifier le passage d'une étoile dans le champ de vue des PMs. Les graphiques en bas à gauche figure 10.14 montrent cet effet : on observe deux pics d'une durée d'environ 4 minutes, pics dus au passage d'une étoile.

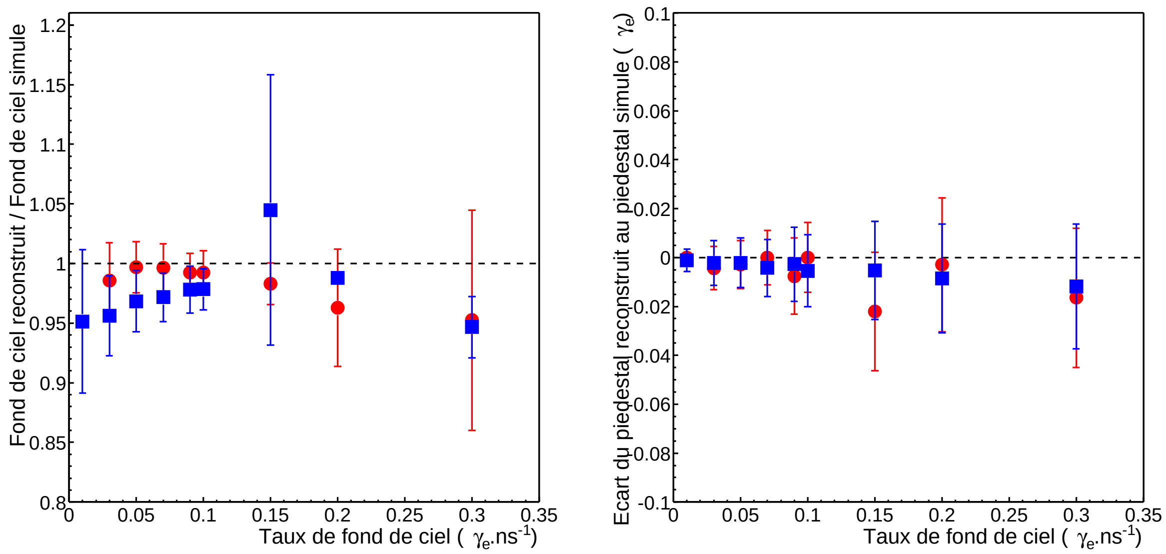


FIG. 10.13: *Rapport entre la valeur du fond de ciel reconstruit et la valeur simulée (à gauche) et écart de position reconstruite du piédestal à la position simulée en unités de γ_e (à droite) en fonction du taux de fond de ciel en $\gamma_e.ns^{-1}$. Les carrés correspondent aux résultats de la première méthode ($\mathcal{P}_{GAIN}$) et les ronds à ceux de la deuxième ($\mathcal{P}_{CAT}$).*

10.6 Principaux résultats de calibrage, variation en fonction de la température

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats obtenus sur une période d'acquisition pendant laquelle les valeurs des hautes tensions appliquées aux PMs ainsi que les valeurs des N_d n'ont pas été modifiées.

Nous mettons en valeur la stabilité des gains et des efficacités relatives de collection de lumière des PMs d'une acquisition à l'autre, puis étudions la variation en fonction de la température des positions de piédestaux, des courants d'anode (DCI) et de haute tension (HVI).

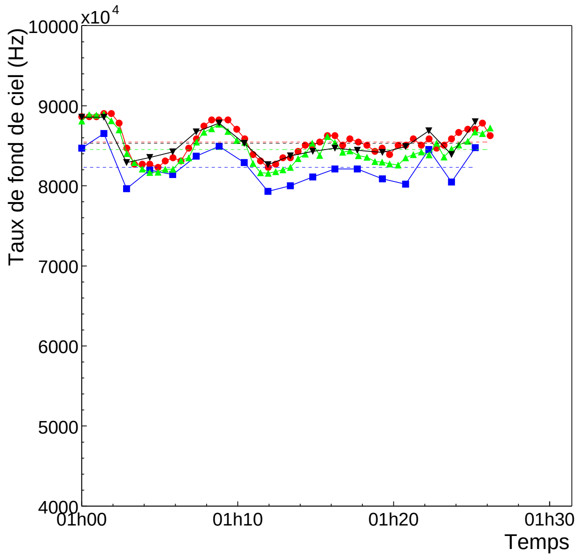
10.6.1 Stabilité des gains et des efficacités relatives de collection

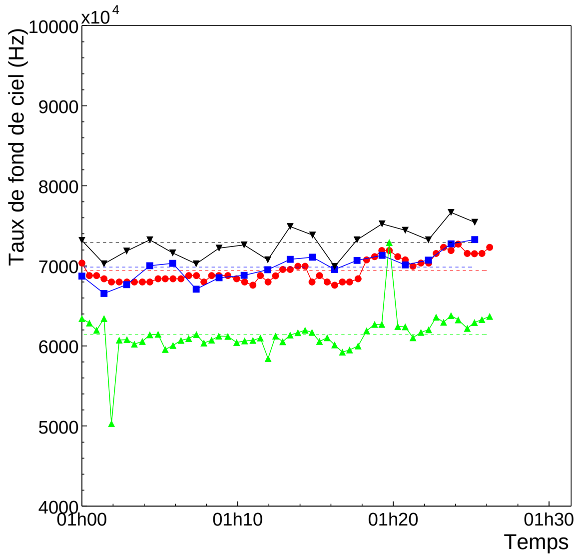
Facteurs de conversion dans la voie haut gain

Les valeurs des facteurs de conversion $\langle\gamma_e^{ADC}\rangle_{HG}$ de la chaîne d'électronique (voie haut gain), moyennées sur une période, sont représentées figure 10.15. Leur distribution montre un écart type satisfaisant de 6%. La variation du facteur de conversion pour un PM est aussi représentée pendant la période : on note qu'il est stable.

Rapport haut gain – bas gain

La figure 10.16 montre l'estimation du rapport haut gain – bas gain pour différentes acquisitions. On observe que ce rapport est stable sur l'ensemble de la période. La distribution des valeurs moyennes sur la période pour l'ensemble des PMs de la caméra a un écart type de 3%.





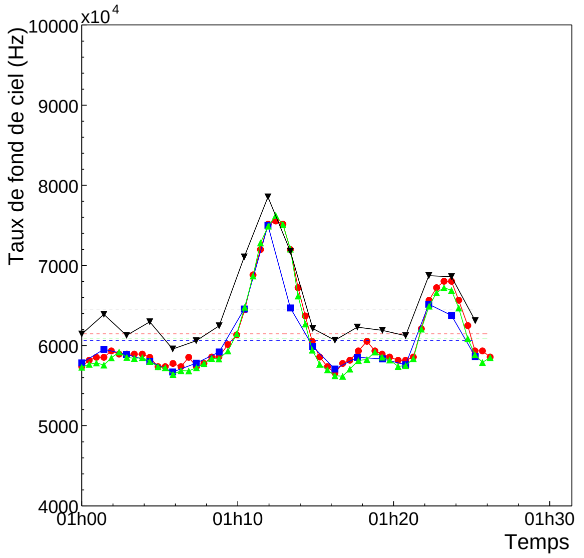


FIG. 10.14: *Evolution du taux de fond de ciel estimé par quatre méthodes au cours d'une acquisition pour trois PMs. Les méthodes sont basées sur les mesures de HVI (ronds), DCI (triangles pointant vers le haut) et l'ajustement des distributions de charge dans la voie HG par les fonctions $\mathcal{P}_{CAT}$ (carrés) et $\mathcal{P}_{GAIN}$ (triangles pointant vers le bas). Pour les estimations basées sur les HVI et DCI, une valeur sur dix est représentée sur la figure.*

Efficacité relative de collection de lumière

L'efficacité relative de collection de lumière est le rapport du nombre moyen de γ_e mesuré sur un PM par rapport à celui moyenné sur l'ensemble des PMs de la caméra. Celle-ci est stable pour un PM pendant une période d'acquisition comme le montre la figure 10.17. La dispersion sur l'ensemble des PMs est de 16%.

10.6.2 Variation en fonction de la température

La position du piédestal d'un PM est obtenue sans ambiguité lors d'une acquisition capot fermé (dite dans le noir). Les courants d'anode et de haute tension sont aussi mesurés lors de ces acquisitions. Celles-ci sont effectuées à plusieurs reprises pendant la nuit permettant une étude de la variation de ces paramètres en fonction de la température, en l'absence de signal.

Piédestaux en fonction de la température

La figure 10.18 montre que les piédestaux dans la voie haut gain se décalent de 7 canaux d'ADC par degré dans la caméra ($\simeq 1/11\,\gamma_e$). On note un pic et une queue encore mal comprise dans la

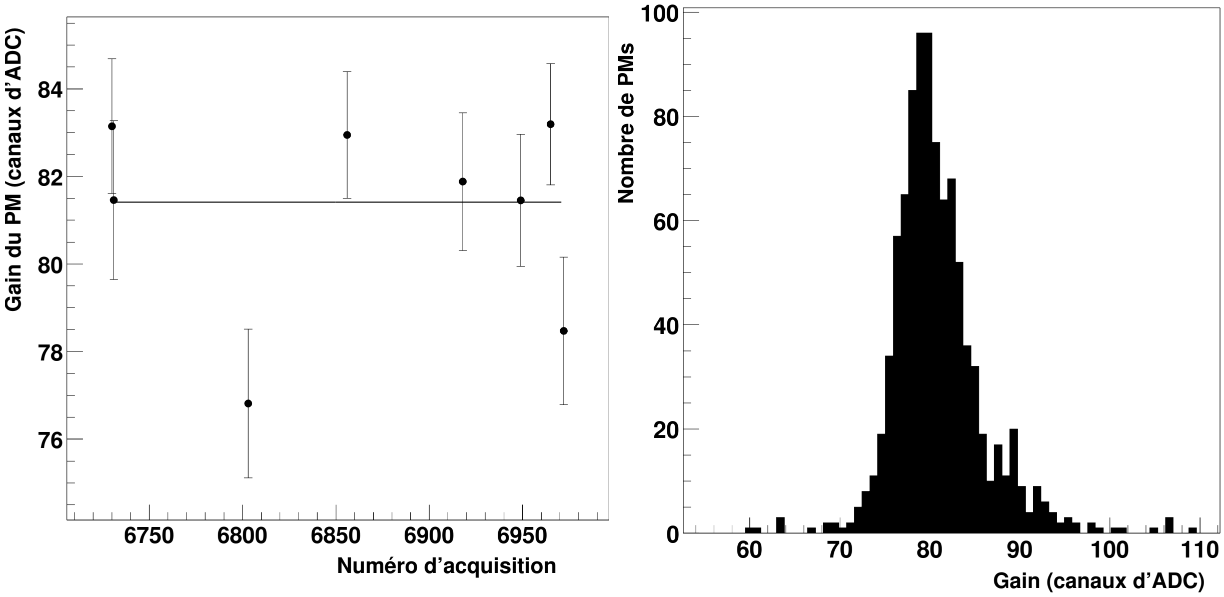


FIG. 10.15: *A gauche, variation du facteur de conversion* $\left\langle \gamma_e^{ADC} \right\rangle_{HG}$ *dans la voie haut gain pour un PM en unités de canaux d'ADC en fonction du numéro d'acquisition sur une période. A droite, distribution des valeurs moyennes sur l'ensemble des PMs de la première caméra.*

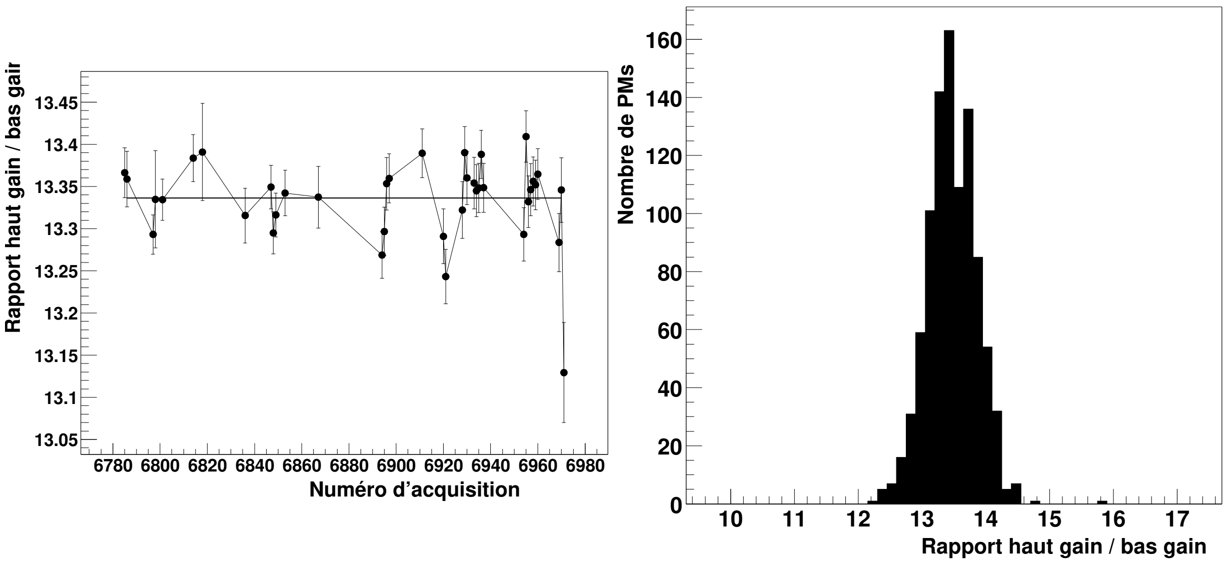


FIG. 10.16: *A gauche, variation du rapport haut gain – bas gain en fonction du numéro d'acquisition sur une période pour un PM. A droite, distribution des valeurs moyennes sur l'ensemble des PMs de la première caméra.*

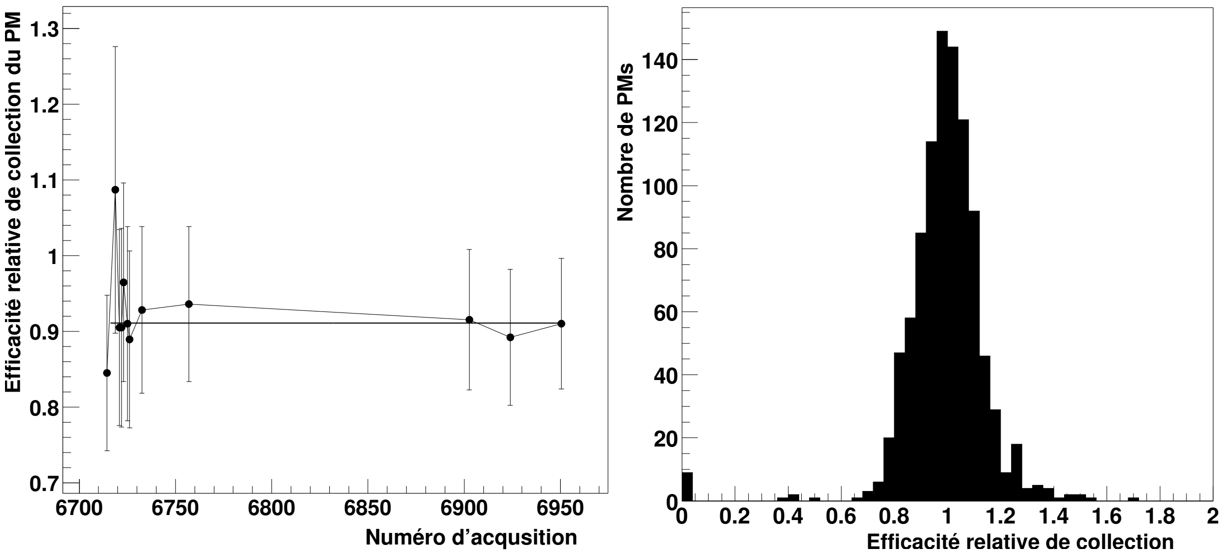


FIG. 10.17: *A gauche, variation de l'écart de l'efficacité de collection de lumière d'un PM à la valeur moyenne sur la caméra en fonction du numéro d'acquisition sur une période. A droite, distribution des valeurs moyennes sur l'ensemble des PMs de la première caméra, pour une période d'acquisition.*

distribution des pentes pour l'ensemble des PMs de la caméra. Cette variation importante montre qu'il est indispensable d'obtenir les piédestaux dans les données à une fréquence suffisante pour limiter les effets de variation de température. Ces piédestaux sont estimés dans les données tous les 15000 événements, ce qui correspond à un intervalle de temps de deux minutes entre chaque mesure et permet donc de tenir compte avec précision, des effets associés aux variations de température.

Courant d'anode (DCI) en fonction de la température

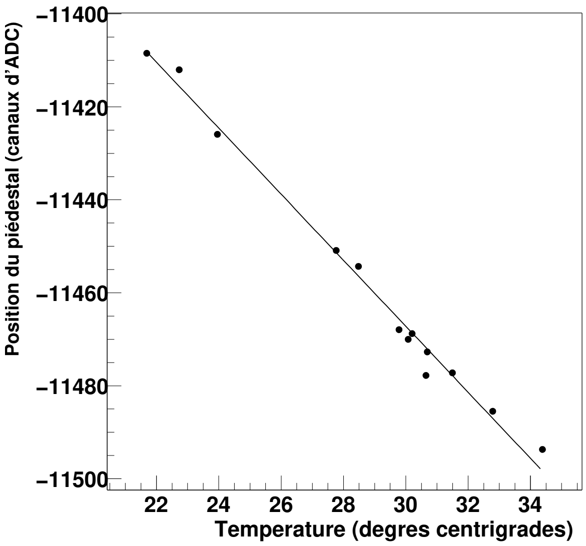
Le courant d'anode (mesuré en mV) varie significativement avec la température (il inclut en effet la variation de la ligne de base qui dépend de la température). Il augmente en moyenne de 13.5 mV par degré (voir figure 10.19). Cela est à comparer avec la variation en fonction de la luminosité qui est de 110 mV par γ_e dans une porte de lecture de 16 ns (voir section 10.2.4), ainsi une variation d'un degré équivaut à $1/8\,\gamma_e$.

Courant de haute tension (HVI) en fonction de la température

Comme le montre la figure 10.20, le courant de haute tension varie très peu en fonction de la température. On observe tout de même un décalage moyen de $3 \times 10^{-3}\,\mu$A par degré. Cela est négligeable comparé à sa variation en fonction de la luminosité, une variation d'un degré équivalant à $1.6 \times 10^{-3}\,\gamma_e$ (voir section 10.2.4). Ainsi la variation des HVI permet d'estimer le taux de bruit de fond de ciel dans les données sans nécessiter de corrections dues à la température.

10.7 Conclusion

L'étalonnage de l'instrument est une étape essentielle pour l'analyse des données. Nous avons présenté des méthodes d'estimation des facteurs de conversion des voies de lectures, de la position des piédestaux, du taux de bruit de fond de ciel et de l'efficacité de collection relative des systèmes PM - cône de Winston. Les valeurs d'étalonnage sont stables sur l'ensemble des acquisitions pour une même configuration de la caméra. L'ensemble de ces informations est stocké sur une base de données



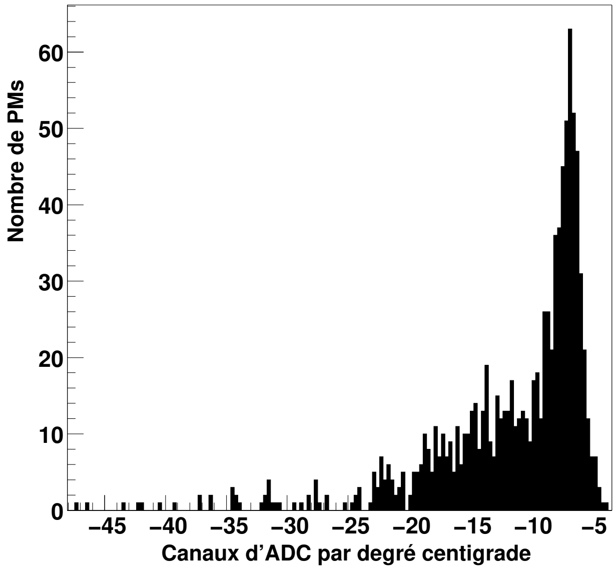
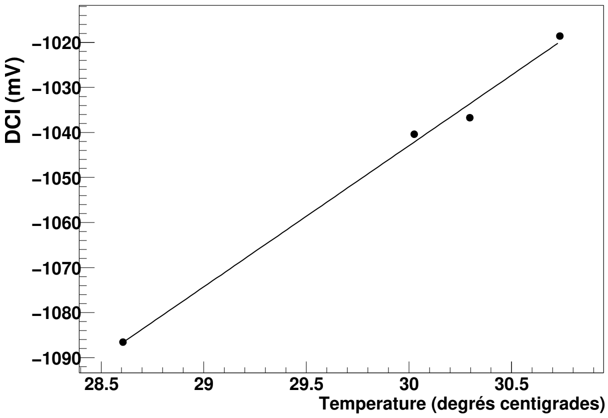


FIG. 10.18: *A gauche, variation de la position du piédestal dans la voie haut gain en fonction de la température pour un PM. A droite, distribution des valeurs moyennes de la pente sur l'ensemble des PMs de la première caméra.*



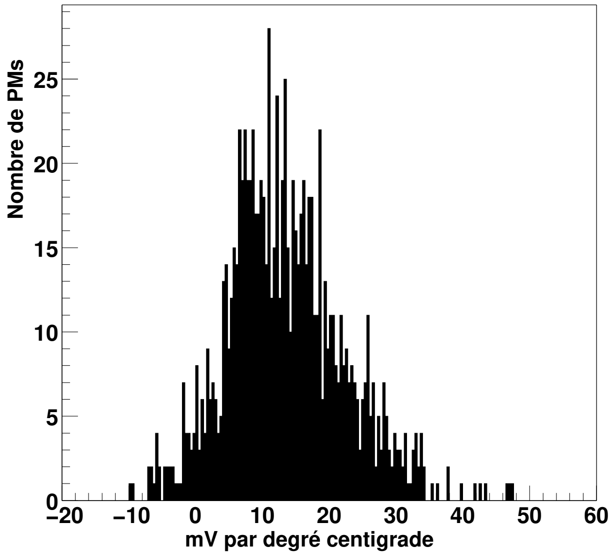
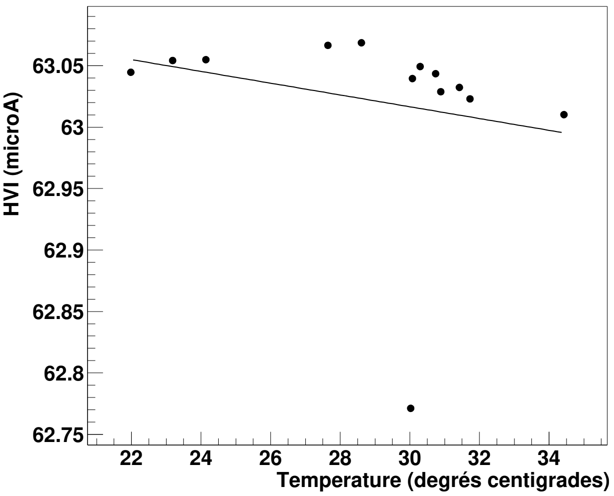


FIG. 10.19: *A gauche, variation de la valeur moyenne du courant d'anode (en mV) en fonction de la température. A droite, distribution des valeurs moyennes de la pente sur l'ensemble des PMs de la première caméra.*



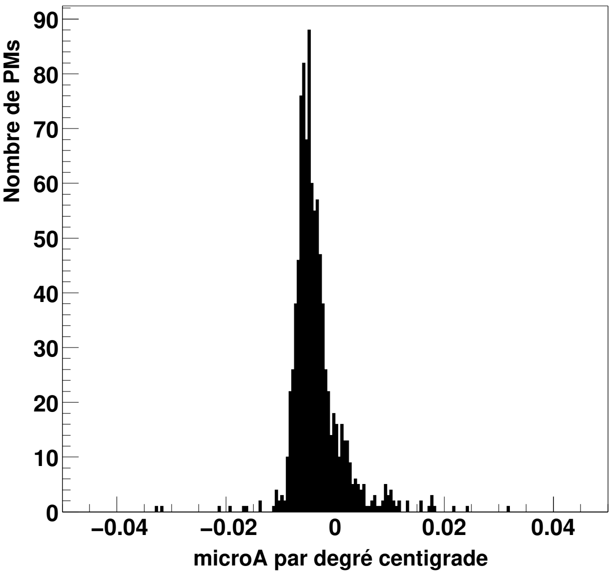


FIG. 10.20: *A gauche, variation de la valeur moyenne du courant de haute tension (en μA) en fonction de la température. A droite, distribution des valeurs moyennes de la pente sur l'ensemble des PMs de la première caméra.*

qui est utilisée par les programmes d'analyse et par la simulation du détecteur décrite dans le chapitre suivant.

Chapitre 11

Techniques d'analyse d'images

La plupart des images de gerbes atmosphériques enregistrées par un imageur Cherenkov sont dues à des rayons cosmiques. Par exemple, le taux de déclenchement du premier télescope de HESS est de l'ordre de 200 Hz à 40 degrés du zénith, alors que le nombre attendu de gamma en provenance de la nébuleuse du Crabe est de huit événements par minute. L'analyse des images doit donc nous fournir un rapport d'efficacité de sélection gamma–hadron supérieur à 1000.

Nous allons présenter dans ce chapitre la morphologie des images de gamma et de rayons cosmiques, puis la méthode des moments permettant une première réjection des événements hadroniques. Nous donnerons aussi les informations fournies par les images de muons, formant des arcs de cercle dans le plan focal du télescope. Dans une dernière partie, nous aborderons une méthode plus fine d'analyse d'images, basée sur la comparaison des événements de données avec des images obtenues à partir du modèle analytique décrit dans le chapitre 2.3.

11.1 Caractéristiques des images

La figure 11.1 montre des images obtenues dans la caméra de HESS. Les deux premières images sont tirées de données en direction de la nébuleuse du Crabe. Elles sont de forme allongée, leur axe principal pointe vers le centre de la caméra. Cette morphologie est caractéristique des images de gerbes électromagnétiques. Ces dernières se développent dans l'atmosphère jusqu'à une valeur maximum (voir le chapitre I), puis la densité d'électrons au-dessus du seuil Cherenkov décroît avec la profondeur d'atmosphère. La distribution latérale de gerbe est dominée par la diffusion multiple. Elle croît avec l'âge de la gerbe car elle est plus importante pour les particules de basse énergie. La distribution angulaire des photons Cherenkov collectés par le télescope reflète la position angulaire des électrons de la gerbe au-dessus du seuil d'émission Cherenkov.

Les deux autres images sont tirées d'une acquisition hors source. La première est morcelée, on observe plusieurs zones brillantes. Cela reflète l'existence de plusieurs composantes distinctes dans la gerbe ce qui est caractéristique des gerbes hadroniques. Enfin, la dernière image contient deux anneaux. Ces anneaux sont dus à l'émission Cherenkov de basse altitude de muons qui ont traversé le miroir du télescope. La présence de ces muons signe une interaction hadronique dans la gerbe.

11.2 Méthode des moments

11.2.1 Définition

Une méthode utilisée dans toutes les expériences d'imagerie Cherenkov consiste à tirer partie de la forme allongée et compacte des images de gamma en ajustant sur ces dernières des gaussiennes

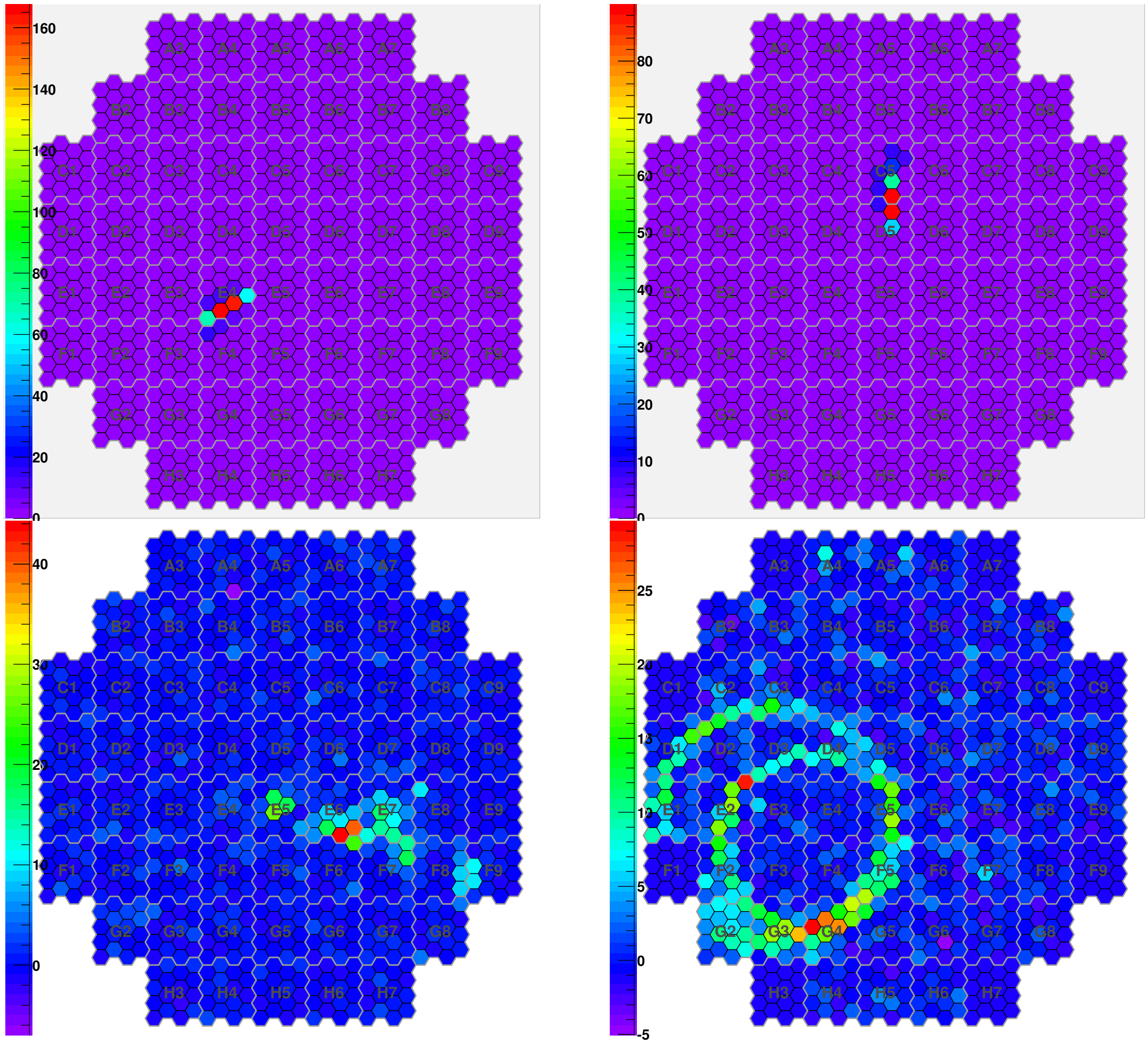


FIG. 11.1: *Images de gerbes atmosphériques enregistrées avec le premier télescope HESS. En haut, deux candidats gamma en provenance de la nébuleuse du Crabe. En bas à gauche, une image de gerbe probablement hadronique. En bas à droite, un événement hadronique signé par la présence de deux arcs de muons. L'échelle de couleurs représente le nombre de γ_e dans les pixels après étalonnage des images.*

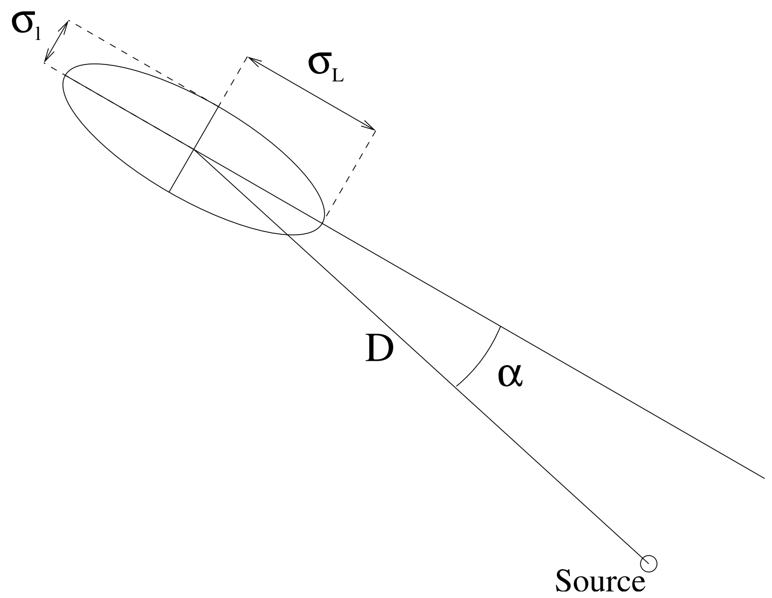


FIG. 11.2: *Représentation géométrique des paramètres de Hillas dans le cas d'une source ponctuelle connue.*

bidimensionnelles.

Il s'agit d'établir les moments de premier et second ordre des images de gerbes après l'étape d'étalonnage. L'étude de ces moments utilisés dans toutes les expériences d'imagerie Cherenkov, a été initiée à l'observatoire Whipple par A.M. Hillas. Les paramètres sont la position du barycentre de l'image dans la caméra, la longueur σ_L et la largeur σ_l de l'image (moments d'ordre deux selon le grand axe et le petit axe de l'image), et l'intensité totale. Le moment d'ordre trois selon le grand axe fournit un paramètre d'asymétrie de l'image.

Dans l'hypothèse où la source est connue, on définit l'angle α comme l'angle entre le grand axe de l'image et la direction définie par la position de son barycentre et celle de la source dans la caméra. Enfin, on appelle D la distance entre la position du barycentre de l'image et celle de la source. L'ensemble de ces paramètres que l'on nomme "paramètres de Hillas" sont représentés figure 11.2.

Ces moments permettent une discrimination partielle entre les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques. L'ensemble de ces paramètres sont fonction de l'énergie, de la direction de propagation, et du paramètre d'impact des candidats gamma. Ils peuvent donc être utilisés pour estimer l'énergie des gammas.

11.2.2 Chaîne de production des fichiers de paramètres de Hillas

Nous décrivons dans ce paragraphe les étapes du traitement d'une image afin d'obtenir ces paramètres de Hillas.

Reconstruction des intensités

Pour chaque événement, la reconstruction du nombre de γ_e par pixel est réalisée en prenant en compte l'ensemble des paramètres d'étalonnage décrits dans le chapitre 10.

On soustrait le piédestal à la charge mesurée dans chaque PM pour les voies haut gain et bas gain. Cela supprime la contribution moyenne du fond de ciel. On utilise la charge dans la voie haut gain, si le signal est inférieur à 100 γ_e et la voie bas gain sinon. La valeur de charge en canaux d'ADC est alors convertie en nombre de γ_e en utilisant les valeurs de gain (γ_e^{ADC}) et la collection de lumière relative.

Nettoyage de l'image

Les moments d'ordre deux sont sensibles aux fluctuations d'intensité dans les pixels loin du barycentre de l'image. Il est donc important de limiter la contribution du bruit de fond de ciel aux paramètres de Hillas.

Cela est réalisé en appliquant un nettoyage de l'image. Il s'agit d'appliquer un seuil à chaque pixel afin d'avoir une probabilité négligeable qu'un pixel parmi les 960 de la caméra passe le seuil à cause du bruit de fond de ciel.

Ce dernier suit une loi de Poisson à laquelle il faut ajouter la fluctuation d'amplitude du PM ainsi que le décalage de la ligne de base. Afin d'estimer l'efficacité de nettoyage, nous négligeons les pertes de charge en bord de fenêtre de lecture. La distribution de probabilité de charge dans un pixel est ainsi approximée par une loi $\mathcal{P}_{GAIN}$ décrite section 10.2.3.

Nous allons maintenant décrire quatre procédures de nettoyage envisageables. La probabilité qu'un pixel de la caméra passe la coupure est obtenue analytiquement. Elle est représentée figure 11.3 pour les quatre méthodes suivantes :

Procédure 1
: Un seul seuil de nettoyage S_1 est appliqué aux pixels. Pour obtenir une probabilité inférieure à 10^{-3} qu'au moins un pixel de la caméra passe le seuil, la valeur de S_1 doit être supérieure à 10 γ_e. Cela est très pénalisant pour la composante de l'image provenant d'une gerbe atmosphérique de faible énergie ($\sim$200 GeV).

Procédure 2
: Une autre méthode consiste à demander que les intensités de deux pixels voisins dépassent le seuil S_1. Cette méthode accroît significativement l'efficacité de réjection du bruit de fond de ciel sans affecter le signal de gerbe atmosphérique qui forme une zone compacte dans le cas d'une gerbe électromagnétique.

Procédure 3
: Si l'on définit un seuil S_2 plus élevé, on peut demander qu'un pixel dépasse le seuil S_2 ou dépasse le seuil S_1 avec comme condition qu'un voisin dépasse le seuil S_2.

Procédure 4
: Une méthode plus efficace que la précédente consiste à demander qu'un pixel dépasse le seuil S_2 et ait un voisin dépassant le seuil S_1 ou l'inverse. C'est cette dernière méthode qui est appliquée dans les analyses.

Les valeurs des seuils S_1 et S_2 sont ajustées selon l'analyse que l'on souhaite effectuer ; suivant que l'on cherche à extraire le signal gamma du bruit de fond hadronique à partir de coupures sur les paramètres de Hillas, ou que l'on souhaite déterminer au mieux l'axe principal de l'image pour des analyses à partir de modèles. Nous verrons l'efficacité de réjection en fonction de ces seuils dans le chapitre suivant. On peut par ailleurs relâcher les coupures de nettoyage si l'on ne considère que le groupe de pixels le plus important dans le calcul des moments.

Les intensités reconstruites après nettoyage ainsi que les paramètres de Hillas sont enregistrés dans des fichiers que l'on nomme DST.

11.2.3 Application de la méthode des moments aux images de gerbes de gammas et de hadrons

Nous présentons dans ce paragraphe de façon qualitative les informations que l'on peut tirer des paramètres de Hillas appliqués aux images de gerbes de photons gamma, de rayons cosmiques et aux images de muons.

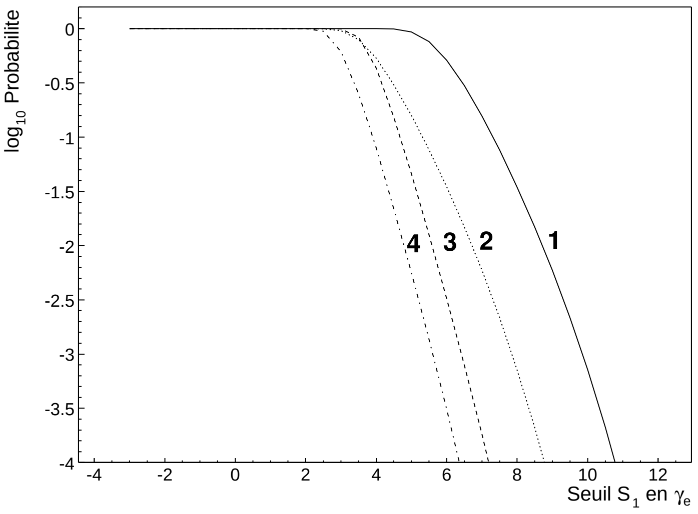


FIG. 11.3: *Probabilité qu'au moins un PM de la caméra passe la coupure de nettoyage à cause du bruit de fond de ciel pour les procédures de nettoyage décrites dans le texte (les chiffres correspondent aux quatre méthodes envisagées). Les probabilités sont représentées en fonction du seuil S_1 avec $S_2 = S_1 + 2$. Le taux de bruit de fond de ciel est de 10^8 Hz pour une porte de 16 ns.*

La figure 11.4 montre les distributions de σ_L, σ_l, D et α pour les simulations de photons gamma et un échantillon de données. Les données sont tirées d'une acquisition pointant sur la position de la nébuleuse du Crabe décalée de 30 minutes en ascension droite. L'angle zénithal en début d'acquisition était de $52.7°$ et l'angle moyen sur la durée de l'acquisition de $51°$.

Les photons simulés ont un spectre en énergie en loi de puissance d'indice différentiel -2.8 pour une source ponctuelle au centre de la caméra à un angle zénithal de $53°$ (la distribution en paramètre d'impact des gerbes simulées est suffisamment large pour contenir l'ensemble des événements déclenchant la caméra). Pour la simulation comme pour les données réelles, la condition de déclenchement correspond à un seuil de PM de $5\gamma_e$ et un seuil de secteur de 3.5 pixels.

Forme des images

On note que les images de gerbes de gammas sont nettement plus étroites que celles des hadrons (σ_l). De même σ_L est piqué à de plus petites valeurs pour les gammas. Cela est directement lié aux interactions hadroniques dont les produits, dans l'état final, ont un moment transverse plus important par rapport à l'axe de la gerbe que dans les interactions électromagnétiques (voir section 3). Cela permet une réjection des hadrons sur un critère de forme de l'image. Nous présenterons des résultats quantitatifs dans le chapitre suivant.

Distance et angle α

Lorsque la source est connue (ce qui est le cas dans cet exemple), les distributions du paramètre de distance D sont aussi très différentes. Pour les hadrons, il s'agit uniquement de l'acceptance de la chaîne d'analyse. Leur flux étant isotrope, la distribution de la projection des coeurs de gerbes sur la caméra est homogène, ce qui donne une distribution croissant linéairement en fonction de D. Du fait de la taille finie de cette dernière, les images de gerbe en bord de caméra sont tronquées et la distribution des barycentres des images décroît à partir de 34 mrad, le rayon angulaire maximum de la caméra (qui n'est pas circulaire) étant de l'ordre de 43 mrad. Pour les gerbes de gamma, la distance pique à 11 mrad. Ce maximum d'intensité correspond à l'altitude du maximum de gerbe pour des photons au seuil de déclenchement à un paramètre d'impact de 125 m (voir section 2.2).

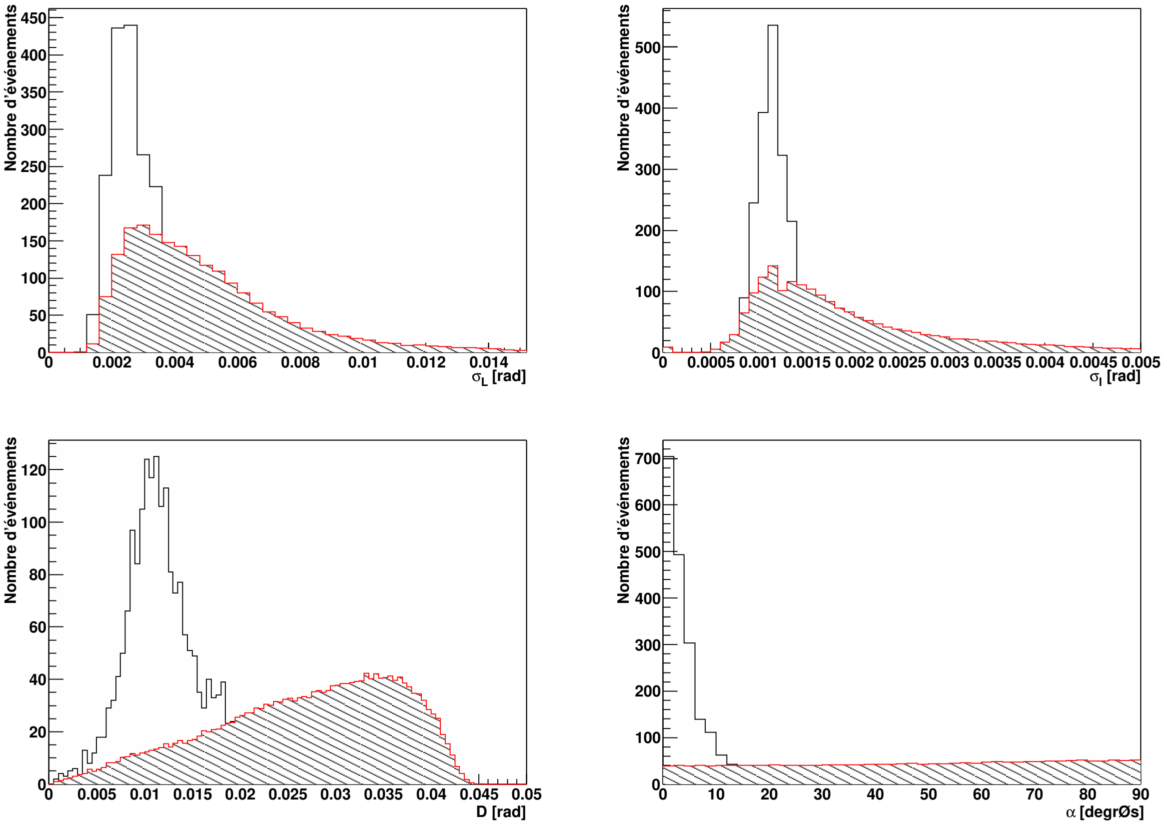


FIG. 11.4: *Distributions de σ_L, σ_l, D et α pour les simulations de photons gamma et des données (hachuré). Les détails sur les paramètres de simulation et sur l'échantillon des données réelles considérées se trouvent dans le texte. La normalisation des histogrammes est arbitraire.*

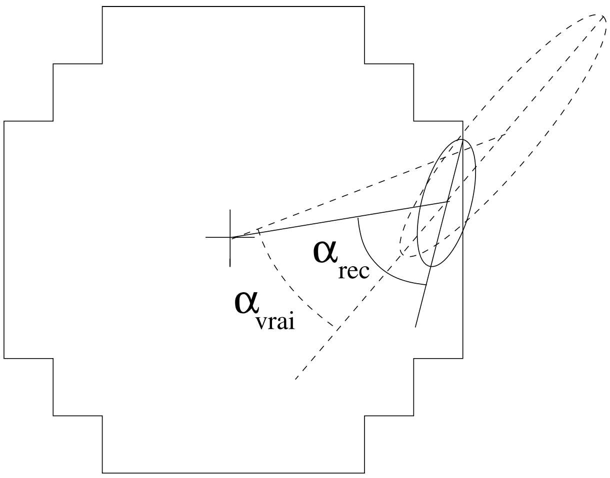
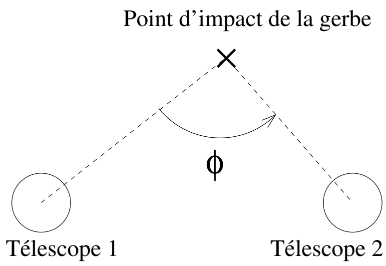


FIG. 11.5: *Représentation schématique d'une image de gerbe atmosphérique tronquée en bord de caméra. L'estimation des paramètres de Hillas conduit à un angle α_{rec} proche de $90°$ alors que l'angle α_{vrai} que l'on obtiendrait avec une caméra plus grande est inférieur.*

De la même manière, la distribution d'angle α est quasiment homogène pour les hadrons du fait de leur isotropie. La remontée à $90°$ correspond aux images coupées par le bord de caméra, ce qui tend à accroître l'angle α. En effet, le moment d'ordre deux suivant l'axe perpendiculaire au bord de la caméra est réduit à cause de la coupure (voir le schéma 11.5). Pour les gammas provenant du centre de la caméra, la distribution est piquée à $\alpha = 0$ pour une source ponctuelle. La largeur de la distribution est due aux erreurs de reconstruction de l'axe de la gerbe.

Stéréoscopie

La stéréoscopie permet d'améliorer significativement la résolution angulaire sur la direction de provenance d'une gerbe de gamma par rapport à l'analyse d'une seule image. Cette amélioration dépend de l'angle de séparation ϕ entre les images des télescopes ayant déclenché. Cet angle ϕ est défini par la position relative du point d'impact au sol de la gerbe par rapport à la position des télescopes.



A partir d'une image de gamma, il est possible d'estimer la direction de la source le long de l'axe principal de l'image, en tenant compte de la distribution de distance D représentée figure 11.4. La méthode des moments ne permet cependant pas de prédire de quel côté de l'image se trouve la source (il existe néanmoins un estimateur basé sur un critère d'asymétrie de l'image). En mode stéréoscopique, cette dégénérescence est levée pour $\phi \neq 0$.

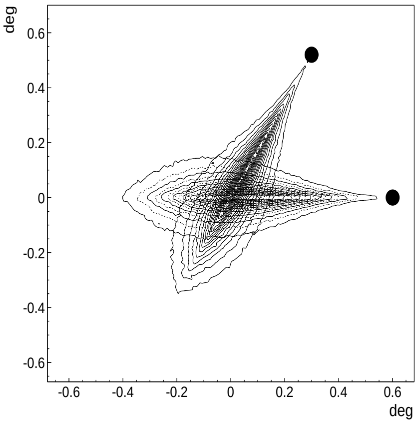
Afin d'estimer l'amélioration apportée par la stéréoscopie sur la résolution angulaire, nous pouvons procéder de la façon suivante.

Les distributions des paramètres α et D figure 11.4 permettent d'estimer la densité de probabilité de la position de la source par rapport au barycentre de l'image (en faisant l'approximation que ces variables sont indépendantes).

La distribution du paramètre α peut être ajustée par une loi exponentielle,

$$p(\alpha)\mathrm{d}\alpha = \sigma_\alpha^{-1} \exp(-\alpha/\sigma_\alpha)\mathrm{d}\alpha \qquad (11.1)$$

avec $\sigma_\alpha \simeq 4.4°$.



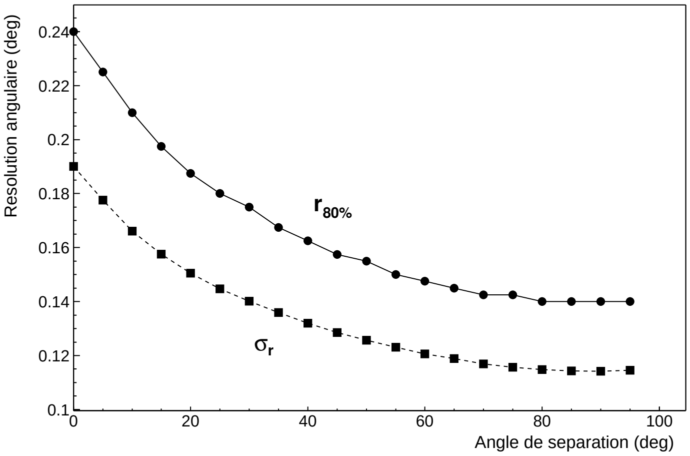


FIG. 11.6: *Densité de probabilité de la direction de la gerbe dans la caméra pour les images d'un même événement vues avec une séparation angulaire de* $60°$ *(à gauche) et résolution angulaire sur la direction de la gerbe en fonction de la séparation angulaire des images (à droite), dans le cas de deux télescopes en coïncidence. Ces figures ont été obtenues à partir d'une simulation Monte Carlo, en se basant sur les distributions d'angle* α *et de distance* D *représentées figure 11.4.* σ_r *est l'écart-type radial de la distribution de densité de probabilité et* $r_{80\%}$ *est le rayon du disque contenant 80% de la probabilité.*

On approxime la distribution de distance D par un ajustement gaussien centré à $0.6°$ et d'un écart-type $0.18°$.

La densité de probabilité de la position de la source que l'on obtient à partir d'une simulation Monte Carlo permet d'estimer la résolution angulaire d'un télescope à $0.24°$ (rayon pour un niveau de confiance de 80%).

En première approximation, la densité de probabilité de la position de la source obtenue à partir de plusieurs images est le produit des densités de probabilité obtenues pour chaque image. La figure 11.6 montre les densités de probabilité de la position de la source pour une séparation angulaire des images de 60°. La résolution sur la direction de la gerbe en fonction de cette séparation angulaire est aussi représentée. On note qu'une résolution de $0.14°$ (rayon pour un niveau de confiance de 80%) est atteinte pour une séparation maximale. C'est à comparer avec la résolution d'un seul télescope de $0.24°$. Il s'agit ici de la résolution angulaire d'un événement. La résolution angulaire sur la position de la source après analyse d'un grand nombre d'images de gerbes est bien meilleure.

Rapport longueur sur intensité σ_L/I

La figure 11.7 montre la distribution du rapport σ_L/I obtenu à partir d'un échantillon des données. On observe un pic à la valeur de 2.5×10^{-5} rad.γ_e^{-1}. Nous allons démontrer que ce pic est dû aux arcs de muons qui donnent une valeur de σ_L/I quasiment indépendante de l'énergie et du point d'impact du muon. Nous montrons aussi que cette valeur est inversement proportionnelle à l'efficacité globale de collection de lumière.

Le nombre de photons Cherenkov I_1 produits par un muon isolé à l'altitude h sur un parcours Δh dans la gamme en longueur d'onde $\lambda_1 - \lambda_2$ vaut

$$I_1 = 2\pi\alpha \sin^2\theta_c \times \Delta h \times (\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}) \tag{11.2}$$

où θ_c est l'angle Cherenkov à l'altitude h par rapport à l'altitude du télescope. Nous négligeons la variation de θ_c sur Δh. Si l'on considère le chemin parcouru par un muon vertical produisant des

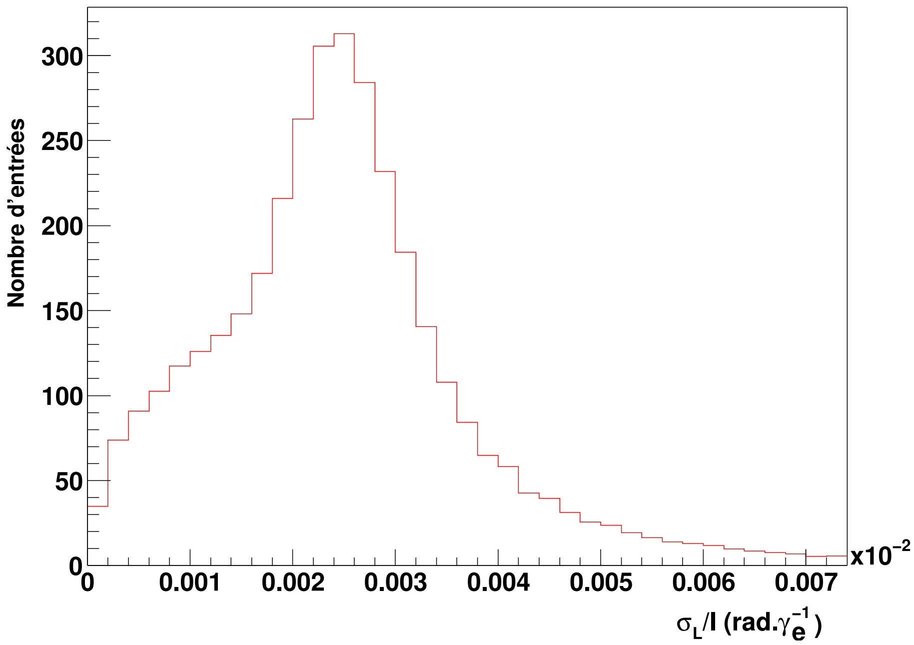


FIG. 11.7: *Distribution du rapport longueur sur intensité σ_L/I obtenu sur un échantillon des données.*

photons susceptibles d'atteindre un télescope de diamètre d (figure 11.8), $\Delta h = d/\tan\theta_c$, et

$$I_1 = 2\pi\alpha \sin\theta_c \cos\theta_c \times d \times (\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}) \tag{11.3}$$

Le nombre de ces photons effectivement enregistrés par la caméra vaut

$$I_2 = I_1 \frac{d}{8\rho} \times C(d) \times \epsilon = \pi\alpha \frac{d^2}{4\rho} C(\rho)\ (\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}) \times \epsilon \times \theta_c \tag{11.4}$$

$$C(\rho) = \frac{8\rho}{\pi d^2} \int_{-d/2}^{d/2} \mathrm{asin}\left(\frac{\sqrt{\rho^2 d^2 - (x^2 + 2\rho x - d^2/4)^2}}{2\rho(\rho + x)} \right) \mathrm{d}x \tag{11.5}$$

où ϵ est l'efficacité globale de collection pour un miroir de diamètre d, et ρ le paramètre d'impact du muon (nous considérons aussi $\theta_c << 1$). $C(\rho = 1.5(d/2)) \simeq 1.07$ et tend vers l'unité pour des paramètres d'impact plus grands (voir figure 11.9). Ici, nous ne considérons que les arcs de muons (et pas les anneaux) pour lesquels $\rho > d/2$.

Pour un arc de muon, la longueur de Hillas σ_L dépend de l'angle azimutal maximal ϕ des photons atteignant le télescope par rapport à la direction de propagation du muon et de θ_c. La longueur total de l'image L_0 en ne tenant pas compte du nettoyage vaut

$$L_0 = 2\theta_c \sin\phi = \theta_c \frac{d}{\rho} \tag{11.6}$$

Ainsi L_0/I_2 est inversement proportionnel à ϵ et ne dépend que faiblement de l'énergie du muon et de son paramètre d'impact.

$$L_0/I_2 = \frac{4}{\pi\alpha d} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)^{-1} C(\rho)^{-1} \frac{1}{\epsilon} \tag{11.7}$$

Le nettoyage de l'image affecte les valeurs de L_0 et I_2 de façon plus ou moins importante selon la valeur du paramètre d'impact ρ. Les valeurs de la longueur de Hillas σ_L et de l'intensité dans l'image

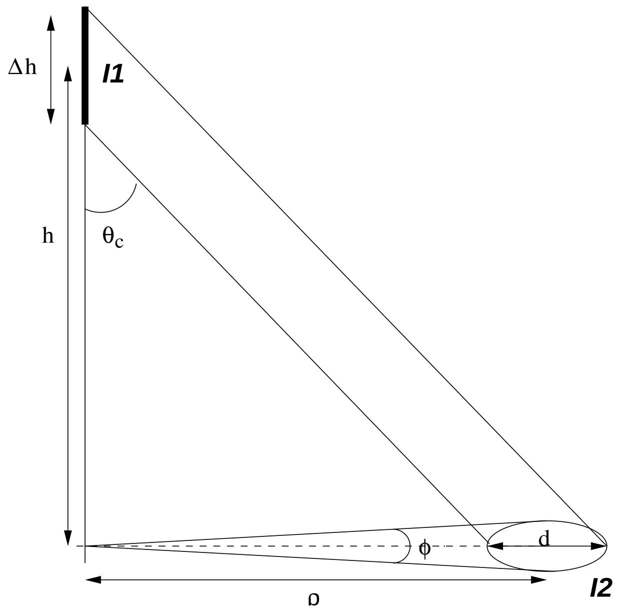


FIG. 11.8: *Définition des symboles utilisés section 11.2.3.*

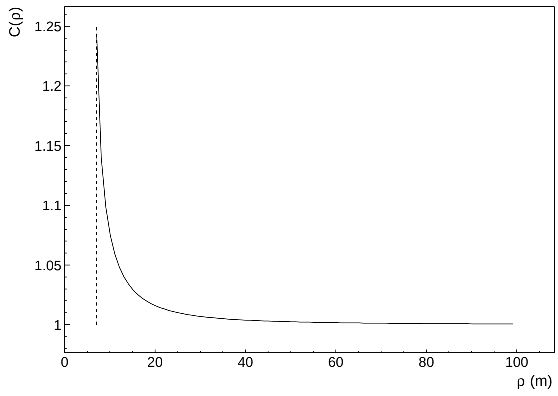


FIG. 11.9: $C(\rho)$ *en fonction de* ρ *pour d=14 m.*

après nettoyage I_H peuvent être estimées comme suit :

$$I_H = \sum_{pixeli} I(\phi_i) d\phi \tag{11.8}$$

$$\sigma_L^2 = \left(\sum_{\text{pixel}\, i} l(i)^2 I(\phi_i) d\phi \right) / I_H \tag{11.9}$$

$$I(\phi_i) = I_2 \left(8\rho \cos\phi_i \sqrt{d^2 - 4\rho^2 \sin^2\phi_i} \right) / \left(d^2 \pi \right) \tag{11.10}$$

$$l(i) = \theta_c \sin\phi_i \tag{11.11}$$

où seules les valeurs d'intensité dans les pixels $I(\phi_i)$ au dessus du seuil de nettoyage sont considérées. Si l'on n'applique pas de nettoyage, on obtient $\sigma_L = L_0/4$.

La figure 11.10 représente les valeurs de σ_L et I_H en fonction de I_2 and I_H pour plusieurs paramètres d'impact avec un seuil de nettoyage de 5 γ_e. On note que pour des intensités inférieures à 1000 γ_e, l'écart de $4\sigma_L/I_H$ à L_0/I_2 (équation 11.7) ne dépasse pas 10%. Cet écart diminue lorsque l'intensité augmente et le paramètre d'impact diminue.

Une estimation analytique pour un paramètre d'impact moyen $\rho = 40$ m, en considérant les photons émis 2200 m au-dessus du télescope dans la gamme en longueur d'onde 200–700 nm, en considérant l'absorption atmosphérique, la géométrie du télescope, la réflectivité des miroirs et des cônes de Winston et l'efficacité quantique des PMs (voir les sections 6.1 et 7.1) donne $\epsilon = 0.0394$ pour $d = 14$ m, $L_0/I_2 = 8.83 \times 10^{-5}$ et $\sigma_L/I_H = 2.21 \times 10^{-5}$. Cela donne un bon ordre de grandeur en comparaison avec la valeur obtenue sur les données figure 11.7.

Ainsi, le pic dans la distribution de σ_L/I_H dû aux arcs de muons fournit un outil intéressant pour comparer les efficacités globales de collection entre la simulation et les données.

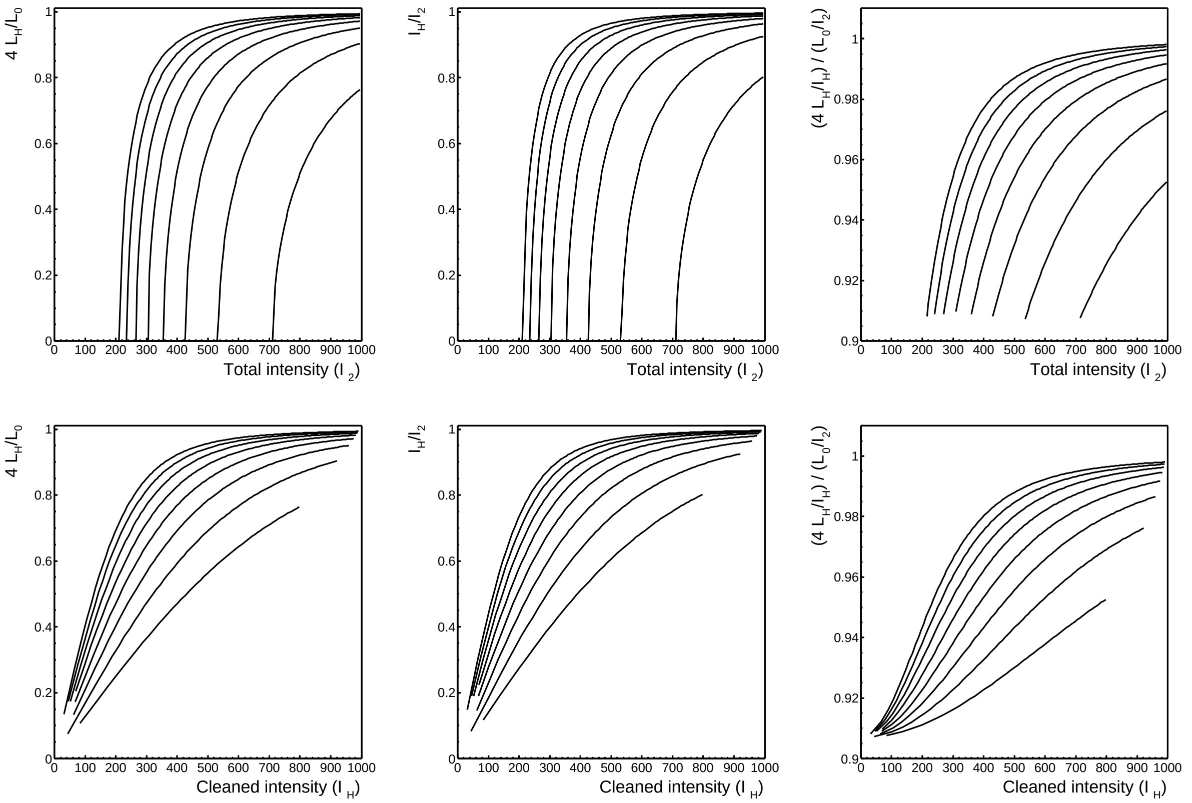


FIG. 11.10: *De gauche à droite :* $4\sigma_L/L_0$, I_H/I_2, $(4\sigma_L/I_H)/(L_0/I_2)$ *en fonction de* I_2 *(en haut) et* I_H *(en bas). Chaque courbe correspond à une valeur du paramètre d'impact comprise entre 30 et 100 m. Les courbes se rapprochent de l'unité lorsque le paramètre d'impact augmente. Cette figure a été obtenue pour un seuil de nettoyage de 5* γ_e.

11.2.4 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre de façon qualitative que la méthode de moments permet de discriminer les événements gamma des hadrons. Nous préciserons ce point lors de l'analyse des données du Crabe (chapitre 14). La distribution de σ_L/I permet en outre d'estimer les écarts d'efficacité de collection de lumière entre simulations et données.

11.3 Méthode des anneaux de muons

Nous avons montré section 11.2.3 qu'un muon atteignant le sol à proximité du télescope forme un arc dans la caméra. Lorsque son paramètre d'impact est inférieur au rayon du miroir, on observe un anneau.

Le rayon de cet anneau est l'angle Cherenkov ; il dépend de l'énergie du muon et de l'indice de réfraction de l'air à l'altitude d'émission des photons. La position du centre de l'anneau dans la caméra fournit la direction de propagation du muon. Enfin, la variation d'intensité dans l'anneau en fonction de l'angle azimutal est liée au paramètre d'impact du muon par rapport au centre du télescope.

L'ensemble de ces observables permet d'estimer la quantité de lumière attendue dans l'anneau à partir d'un modèle analytique. Deux paramètres libres sont ajustés : l'efficacité globale de collection de lumière et l'épaisseur de l'anneau (on considère une section gaussienne). Cette efficacité de collection de lumière peut être obtenue sur les données et les simulations. Elle permet d'étalonner la simulation de la même façon que la distribution de σ_L/I. Cette étude a été utilisée dans l'expérience CAT [79] et adaptée pour HESS [80].

On appelle ϕ l'angle azimutal des photons par rapport à la direction de propagation du muon (voir figure 11.11). Dans l'hypothèse où l'angle Cherenkov est constant et la trajectoire du muon rectiligne, un point sur l'anneau correspond à une valeur de ϕ.

En reprenant les notations de la section 11.2.3, l'intensité de lumière $\mathrm{d}I_2$ sur un segment $\mathrm{d}\phi$ de l'anneau, est proportionnelle à la distance $D(\phi)$ définie par l'interception du plan azimutal d'angle ϕ et le disque de diamètre de d représentant le télescope.

On obtient :

$$\frac{\mathrm{d}I_2}{\mathrm{d}\phi} = \epsilon\frac{\alpha}{2}\left(\frac{1}{\lambda_1}-\frac{1}{\lambda_2}\right)\sin(2\theta_c)\times D(\phi) \tag{11.12}$$

$$D(\phi) = d\times\sqrt{1-4(\rho/d)^2\sin^2\phi} \quad \text{si } \rho > d/2 \tag{11.13}$$

$$D(\phi) = d/2\times\sqrt{1-4(\rho/d)^2\sin^2\phi}+\rho\cos\phi \quad \text{si } \rho \leq d/2 \tag{11.14}$$

où ϵ est l'efficacité globale de collection pour un miroir de diamètre d.

Cette formulation suffit à décrire l'image d'un anneau du muon si l'on munit le modèle d'une paramétrisation du profil de densité de l'atmosphère. En pratique, un ajustement par une loi exponentielle suffit pour les anneaux dont la lumière est émise à moins de 300 m au-dessus du télescope. La largeur de l'anneau est un des paramètres de l'ajustement. Elle est dominée par l'aberration des miroirs, mais elle dépend aussi de la diffusion multiple des muons à basse énergie (typiquement 10 GeV), et dans une moindre mesure de la taille finie des pixels, de la variation de l'indice de réfraction en fonction de l'altitude et de la longueur d'onde.

Après la reconstruction des intensités et la procédure de nettoyage de l'événement, les candidats sont sélectionnés par une méthode de reconnaissance d'arcs dans les images. Les pixels éloignés

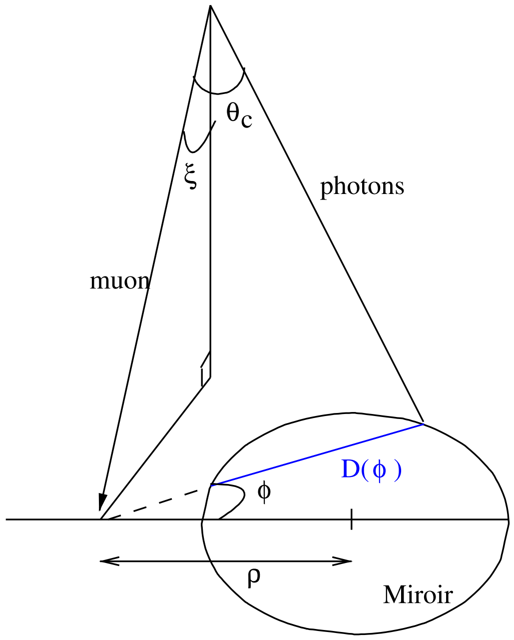


FIG. 11.11: *Définition de la distance $D(\phi)$ pour un muon de paramètre d'impact $\rho > d/2$ (à gauche) et $\rho < d/2$ (à droite), et l'angle Cherenkov θ_c.*

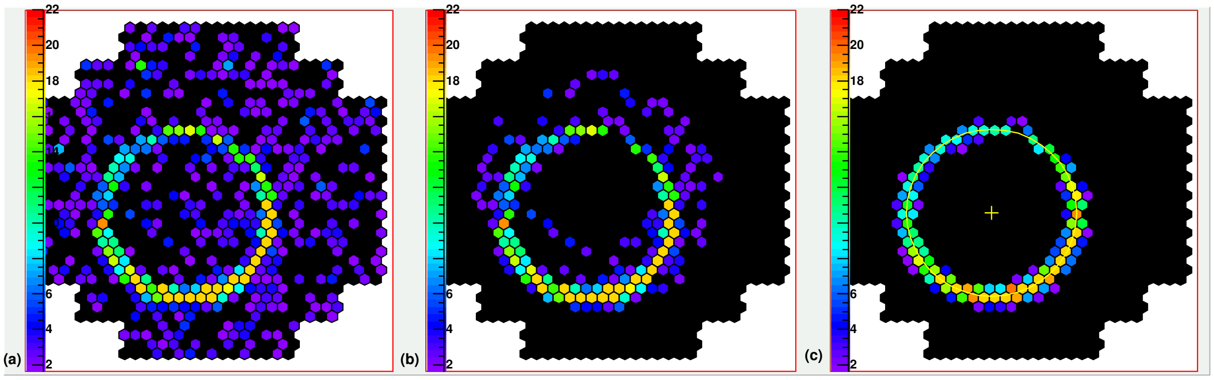


FIG. 11.12: *De gauche à droite : image d'un anneau de muon simulé, image nettoyée après sélection de l'anneau, image produite par le modèle analytique.*

de l'anneau sont écartés de l'analyse et une nouvelle estimation de l'anneau est réalisée. Puis, le modèle analytique est ajusté par maximum de vraisemblance sur les pixels sélectionnés de l'image. Un exemple d'ajustement est représenté figure 11.12. Cette méthode permettra de mesurer au cours du temps l'efficacité globale de collection de lumière.

11.4 Méthode des modèles

Nous avons présenté dans le chapitre 2.3 un modèle analytique permettant d'obtenir une distribution théorique de lumière dans le plan focal du télescope pour des gerbes de gamma, en fonction de l'énergie du gamma (E_γ) et de sa distance d'impact ρ par rapport au télescope, pour différents angles zénithaux. Ces modèles peuvent être comparés aux données afin de rejeter les événements hadroniques, et d'estimer l'énergie, la direction et le point d'impact des candidats gamma.

Cette méthode est utilisée avec succès par l'expérience CAT [7]. Elle est plus efficace que toute autre méthode basée sur les paramètres de Hillas car elle tire partie de l'ensemble de l'information contenue dans l'image.

Une fonction de χ^2 sur les pixels de la caméra décrit l'écart entre l'image du modèle et celle des données. En plus des paramètres E_γ et ρ, la position de l'image tirée du modèle dans la caméra dépend de trois autres paramètres : l'origine angulaire de la gerbe (x, y) dans le plan focal, et l'angle azimutal de l'axe de la gerbe.

L'ajustement de ces paramètres est obtenu en minimisant le χ^2, à partir d'une table de modèles d'images à deux dimensions (E_γ et ρ). Une interpolation linéaire est réalisée entre les éléments de la table, afin d'assurer la continuité de la fonction à minimiser, et pour accroître la résolution finale sur les paramètres.

11.5 Conclusion

Nous avons présenté les méthodes permettant de sélectionner les événements gamma à partir des images de gerbes enregistrées par la caméra. La méthode des moments permet en outre d'étalonner l'efficacité de collection de lumière du détecteur grâce au rapport longueur sur intensité σ_L/I. L'étude des anneaux de muons fournit un autre estimateur de cette efficacité. Enfin, la comparaison des images tirées des données avec celles obtenues par une modélisation analytique est prometteuse et permettra d'obtenir un critère de réjection des hadrons plus efficace et une meilleure estimation de l'énergie des gammas.

Nous allons utiliser ces méthodes dans le chapitre suivant pour tester la simulation Monte Carlo de la réponse du détecteur, avant de les appliquer à l'analyse des données sur la nébuleuse du Crabe.

Chapitre 12

Simulation du détecteur

Nous décrivons dans cette partie l'outil de simulation développé pour modéliser le détecteur. Il tire partie de l'ensemble des informations que nous avons sur l'instrument en ce qui concerne l'optique, l'électronique de déclenchement et d'acquisition, ainsi que les paramètres d'étalonnage. Nous aborderons la modélisation de l'électronique et présenterons quelques aspects techniques de cette simulation.

12.1 Principe

Les simulations de gerbes atmosphériques KASKADE et CORSIKA décrites dans la première partie produisent des données contenant un ensemble de photons Cherenkov caractérisés par leur paramètres cinématiques et leur longueur d'onde. Seuls les photons susceptibles d'atteindre les miroirs des télescopes sont stockés afin de réduire la quantité de données à traiter.

Le programme de simulation utilise les librairies partagées par l'ensemble des programmes associés à l'acquisition de données.

Cela permet de bénéficier de l'effort apporté à la cohérence du format de stockage, ainsi que de l'ensemble des informations de configuration et d'étalonnage développées pour les analyses, tout en garantissant une compatibilité totale des données de sortie afin de tester et valider les programmes d'analyse.

Ainsi, les informations des simulations de gerbes atmosphériques doivent être converties dans ce format. Cela est réalisé via des sous-programmes adaptés à chaque type de simulation.

12.2 Configuration

La simulation utilise un accès standardisé aux informations enregistrées dans les bases de données développées pour les analyses. L'ensemble des données de configuration de la caméra et les résultats d'étalonnage peuvent donc être mis à profit dans la simulation. Les paramètres de simulations sont soit enregistrés dans le fichier de simulation, soit identifiés comme des entrées dans des bases de données afin de garder la trace de toutes les configurations utilisées ainsi que les résultats obtenus. Cela facilite l'ajustement des paramètres de la simulation.

12.2.1 Configuration de la caméra

L'agencement des photo-multiplicateurs dans la simulation est identique à celui de la caméra (voir section 7.1). La configuration des tiroirs et PMs est identique à celle utilisée lors des prises de données pendant une période d'observation choisie.

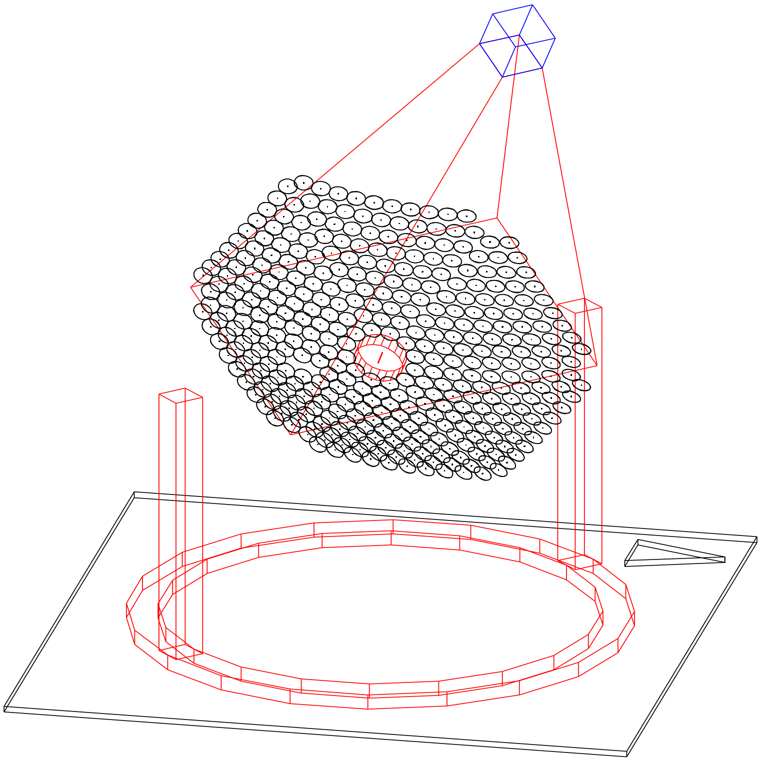


FIG. 12.1: *Géométrie d'un télescope tel qu'utilisé dans le programme de simulation.*

12.2.2 Configuration des paramètres d'étalonnage

On utilise l'ensemble des paramètres d'étalonnage obtenus pendant cette période.

- Les valeurs de gain choisies sont les valeurs moyennes sur cette période.
- On utilise les variations de piédestal en fonction de la température pour déterminer leur valeur à une température fixée.
- Les pixels défectueux qui ont été identifiés sont traités différemment selon la nature du problème. Ceux dont la haute tension est désactivée ne sont pas pris en compte dans l'élaboration du signal de déclenchement, les charges ne sont pas calculées pour ceux dont les ARS sont non verrouillées.
- Les rapport de valeurs d'ADC haut gain – bas gain sont fixés à leur valeur moyenne.
- Nous ne tenons pas compte des valeurs relatives de collection de lumière qui sont de l'ordre de 10%.

12.2.3 Configuration des paramètres de simulation

Un certain nombre de paramètres qui ne peuvent être obtenus directement sur les données sont lus sur une base de données dédiée. Ils correspondent à la configuration de l'optique (géométrie, réflectivité et résolution angulaire) et à l'électronique de déclenchement.

12.3 Simulation de l'optique

La géométrie du télescope est reproduite dans ses détails (voir section 6.1). Elle est représentée figure 12.1. La propagation des photons permet de reproduire les aberrations angulaires et la dispersion angulaire du montage Davies-Cotton. Les deux miroirs absents dans la zone centrale du réflecteur pour laisser la place à une caméra CDD ont également été pris en compte.

La résolution angulaire obtenue par simulation (voir section 12.3) pour des miroirs idéaux est représentée figure 12.2. La dispersion angulaire sur axe vaut $\sigma_x = \sigma_y = 0.14$ mrad. A 2.5° de l'axe optique (angle maximal compte tenu du champ de vue de la caméra), ces dispersions atteignent $\sigma_x = 1.15$ mrad, $\sigma_y = 0.87$ mrad, et $\sigma_t = 1.39$ ns. La dispersion temporelle sur axe est de $\sigma_t = 1.29$ ns et augmente d'environ 10% à 2.5° de l'axe optique.

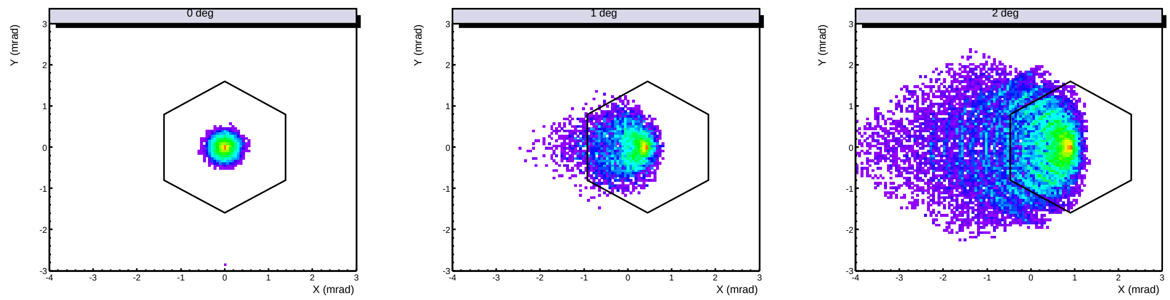


FIG. 12.2: *Tache de lumière sur la caméra pour une source ponctuelle à l'infini à 0, 1 et 2 degrés de l'axe optique. La fraction de lumière hors du PM vaut respectivement* 6×10^{-5}, 0.06 *et* 0.32. *L'hexagone représente la section d'entrée d'un cône de Winston.*

Afin d'obtenir la même résolution angulaire que celle observée section 6.1, une résolution angulaire des miroirs individuels de $PSF_a = 0.2$ mrad (résolution unidimensionnelle) doit être ajoutée. Cela est en accord avec les mesures effectuées sur banc de test qui donnent une résolution de 0.176 mrad [65].

Il faut aussi ajouter une dépendance en fonction de la distance angulaire à l'axe de pointé θ de $PSF_b = 0.09$ mrad.deg^{-1} pour obtenir la même résolution angulaire que celle mesurée pour le premier télescope. Cette dernière correction est faible et ne représente que 20% de la résolution angulaire radiale totale.

La figure 12.3 montre la résolution angulaire de la simulation comparée à celle obtenue après alignement des miroirs des deux premiers télescopes (CT2 et CT3) (voir section 6.1).

La réflectivité des miroirs en fonction de la longueur d'onde considérée dans la simulation est comparée avec les mesures obtenues sur banc de test figure 12.4. Les différences entre les valeurs utilisées dans la simulation et la moyenne sur les miroirs induisent un écart sur la collection de lumière inférieur à 2% lorsque l'ensemble des autres efficacités sont considérées (efficacité quantique, absorption atmosphérique, réflectivité des cônes de Winston).

L'efficacité des cônes de Winston est définie à 73% pour toutes les longueurs d'onde et angles d'incidence, ce qui est compatible avec les mesures sur banc de test représentées figure 7.11.

Enfin, une perte d'efficacité globale de 11% est considérée pour prendre en compte l'ombre de la caméra [77]. La variation de cette efficacité en fonction de l'angle d'incidence des photons est inférieure à 1%. Elle a été obtenue à partir d'une simulation de l'optique tenant compte des bras du télescope, de l'espace pris par la caméra, et de son capot ouvert.

12.4 Simulation de l'électronique de déclenchement

La simulation de l'électronique de déclenchement est fondamentale pour l'estimation des flux de rayons cosmiques et photons gamma à partir du taux de déclenchement. Elle revêt une importance moindre pour les analyses des gerbes de photons gamma, dans la mesure où l'acceptance peut être obtenue avec des coupures a posteriori, coupures qui suppriment les événements à la limite du seuil de déclenchement.

La forme du signal de γ_e et son amplitude couplée à la réponse du comparateur conditionnent directement la probabilité de déclenchement d'un PM en fonction du nombre de γ_e en entrée (un

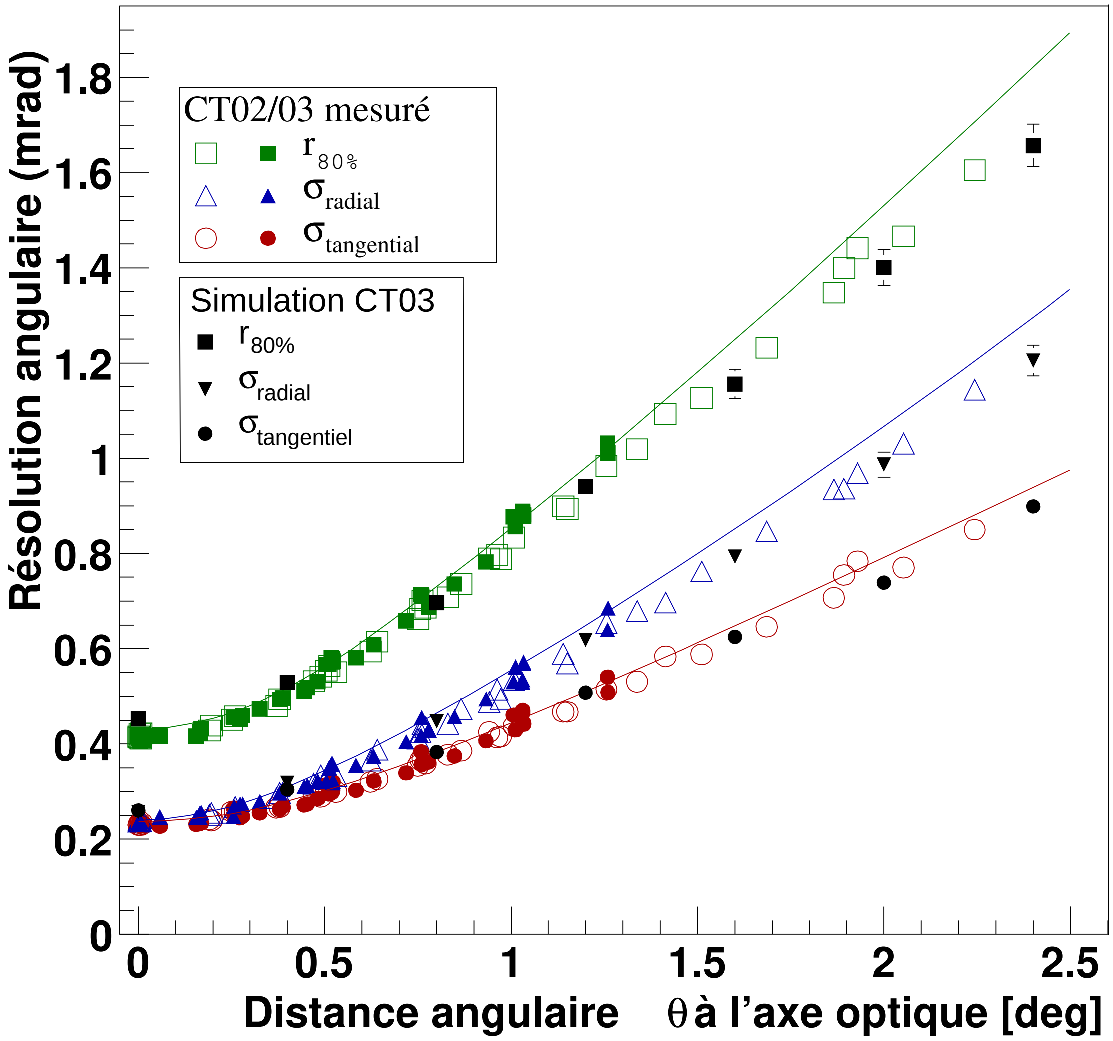


FIG. 12.3: *Résolution angulaire de la simulation pour le premier télescope (CT3) comparée à celle obtenue après alignement des miroirs des deux premiers télescopes (CT2 et CT3). σ_{radial} et $\sigma_{\mathrm{tangentiel}}$ sont respectivement les écarts-type de la tache lumineuse selon les directions radiale et tangentielle. r_{80} est le rayon sur disque contenant 80% de la lumière.*

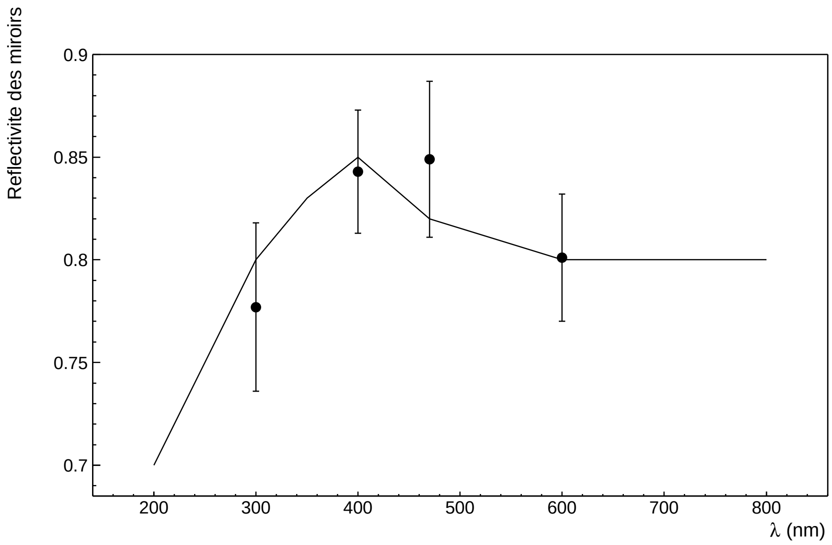


FIG. 12.4: *Réflectivité moyenne des miroirs en fonction de la longueur d'onde [65] (points avec barre d'erreur). La ligne brisée montre les valeurs utilisées dans la simulation.*

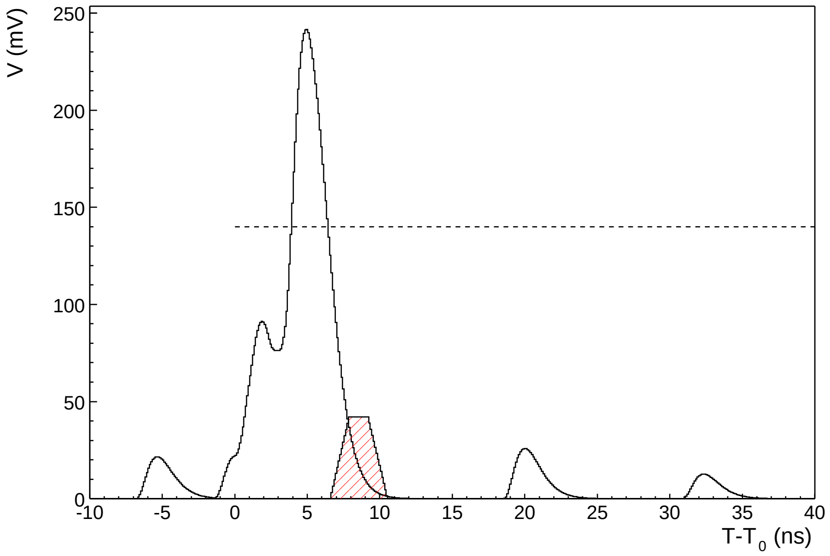


FIG. 12.5: *Signal simulé en entrée (courbe noire) et en sortie de comparateur (hachuré). Le pas de simulation est de 0.1 ns, le taux de bruit de fond de ciel est de* 10^8 *Hz, on considère un signal de gerbe atmosphérique de 15* γ_e *et un seuil de PM de* $5\times$ *28 mV (ligne hachurée).*

autre paramètre étant la dispersion des temps d'arrivée des photons). Nous avons présenté les résultats obtenus sur banc de test dans les sections 7.2 et 7.4.1.

L'impulsion de γ_e est modélisée par l'équation $V(t) \propto t^{2.9} \times \exp(-1.94 \times t)$ avec une amplitude moyenne de 25.7 mV pour le gain nominal.

La densité de probabilité d'amplitude du γ_e utilisée est représentée figure 7.5.

Le comparateur déclenche pour une charge au-dessus du seuil de 7.5 pV.s. Nous tenons compte dans la simulation du temps de montée et de descente du comparateur (1.13 et 1.35 ns) ainsi que des délais représentés figure 7.14, l'amplitude du signal de comparateur est fixée à 42 mV.

Après avoir propagé les photons des miroirs à la caméra, leur temps d'arrivée dans chaque PM est enregistré. On tient compte à ce niveau d'une variation du temps de transit dans le PM en fonction de la haute tension appliquée. Celle-ci est donnée par la relation $\Delta t = 0.7(\Delta HV/100V)$ ns [78], le temps d'arrivée du premier photon T_0 sert de référence.

En pratique, le signal est numérisé sur une porte de simulation entre T_0 et (T_0+40 ns) avec un pas pré-défini d'une durée de 0.1 ns (nous avons vérifié qu'un pas plus court n'améliore pas la précision de la simulation).

On ajoute enfin des photons de bruit de fond de ciel et des équivalent-photons dus aux avalanches fortuites dans les PMs, suivant une loi de Poisson sur une porte de largeur D_S =50 ns dont le début T_S se situe 10 ns avant T_0. Cet écart de 10 ns correspond à la durée du signal d'un γ_e simulé dans la voie de déclenchement. On tient ainsi compte de la contribution des queues de distribution des impulsions de bruit arrivées avant la fenêtre de déclenchement.

Un exemple de signal simulé en entrée et en sortie de comparateur est représenté figure 12.5.

Les signaux de comparateur sont sommés par secteur pour construire le déclenchement local. Le temps de déclenchement est alors enregistré pour définir le positionnement de la porte de lecture.

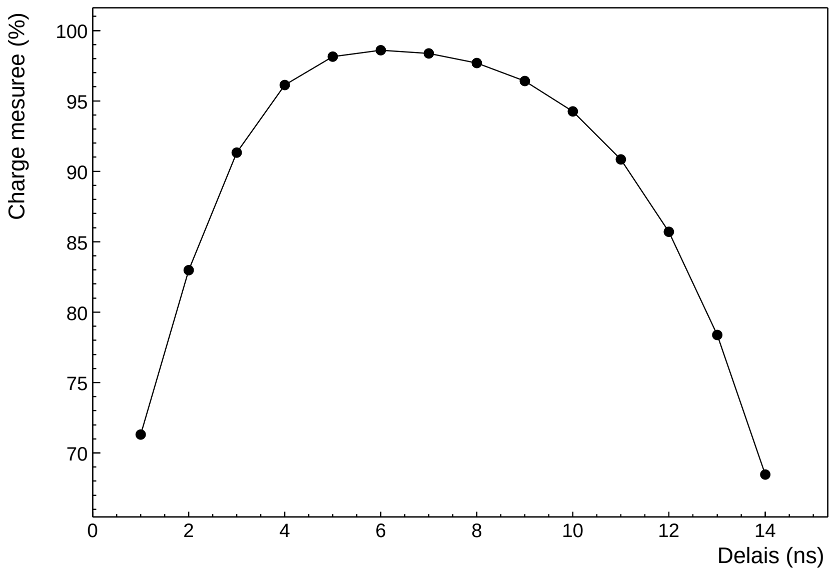


FIG. 12.6: *Fraction de la charge totale intégrée dans la porte de lecture en fonction de la différence de temps entre le début de la porte de lecture et le temps de déclenchement. Cette figure a été obtenue à partir d'une simulation de gerbes de photons gamma sans bruit de fond de ciel*

12.5 Simulation de l'acquisition

Pour les événements qui ont déclenché le télescope, les charges sont calculées dans les deux voies haut gain et bas gain pour tous les PMs ayant des paramètres d'étalonnage valides (ce qui n'est pas toujours le cas si, par exemple, une LED défectueuse n'a pas permis d'obtenir le gain d'un PM pendant une période donnée, ou si un ARS s'est avéré non verrouillé pendant toute la période).

Le positionnement de la porte de lecture par rapport au temps de déclenchement doit être ajusté sur la simulation. Celle-ci dépend du comportement des comparateurs, de la distribution des temps d'arrivée des photons dans les PMs et de leur distribution dans la caméra. On obtient cette valeur de façon équivalente à l'estimation des N_d discutée dans la section 10.2.2 pour les données réelles. La figure 12.6 montre la fraction de la charge totale intégrée dans la porte de lecture en fonction de la différence de temps entre le début de la porte de lecture et le temps de déclenchement. On observe un plateau comme pour les estimations de N_d dans la caméra. On choisit une valeur de 6 ns correspondant au début du plateau.

On tient compte dans le calcul de la charge de la dispersion d'amplitude utilisée dans la voie de déclenchement. Le signal est décalé de la valeur moyenne du taux de bruit de fond de ciel afin de simuler le décalage de la ligne de base dû à la capacité de liaison. En pratique, on enregistre dans le fichier l'intensité en nombres de γ_e ainsi qu'en canaux d'ADC afin de tester l'algorithme de reconstruction de l'intensité.

Chapitre 13

Comparaisons entre données et simulations

Dans ce chapitre, nous détaillons l'ensemble des comparaisons effectuées entre les données et les simulations. L'objectif est d'identifier les points faibles de la simulation et d'en ajuster certains paramètres sur des observables simples.

Nous présentons l'estimation du taux de déclenchement qui est sensible à l'ensemble de la chaîne de simulation (simulation des gerbes atmosphériques, paramétrisation de l'atmosphère, efficacité de collection de lumière, simulation de l'électronique de déclenchement).

Nous comparons les distributions des moments des images en nous basant sur des simulations de rayons cosmiques. Nous verrons que les muons isolés représentent 60% des événements enregistrés par un télescope. Une étude qui leur est dédiée permet de calibrer précisément les paramètres liés à la collection de lumière dans les simulations.

13.1 Estimation du taux de déclenchement

Dans cette partie, nous essayons de reproduire le taux de déclenchement observé pour le premier télescope.

Nous allons, dans un premier temps, décrire les simulations de gerbes atmosphériques réalisées, puis nous préciserons la configuration du détecteur considérée.

Nous étudierons ensuite les paramètres (énergie, point d'impact, direction par rapport au pointé) des gerbes déclenchant le télescope afin d'estimer le taux de déclenchement. Enfin, nous comparerons ce résultat pour différentes conditions de déclenchement entre données et simulations.

13.1.1 Simulation des gerbes atmosphériques

Nous mentionnons ici les spectres considérés de protons, hélium et muons ainsi que l'espace des phases utilisé dans les simulations, de manière à contenir la quasi-totalité des événements déclenchant le télescope.

Protons et hélium

Le spectre des protons utilisé est basé sur une compilation de Gaisser et al. [43] (équation 13.1). Nous utilisons cette même référence pour le spectre des hélium (équation 13.2).

Ajustement de Gaisser et al. [43] pour les protons :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_k} = 1.49 \times 10^4 \left[E_k + 2.15 \exp\left(-0.21\sqrt{E_k}\right)\right]^{-2.74} \tag{13.1}$$

Ajustement de Gaisser et al. [43] pour les hélium :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_k} = 150\left[E_k + 1.25\exp\left(-0.14\sqrt{E_k}\right)\right]^{-2.64} \tag{13.2}$$

Pour ces équations et les suivantes, E_k est l'énergie cinétique en GeV/nucléon et $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E_k$ en m^{-2} s^{-1} sr^{-1} (GeV/n)$^{-1}$.

Il existe un désaccord significatif entre les différentes mesures des spectres des protons et hélium (voir section 3.2), désaccord qui nous amène à considérer deux ajustements encadrant ces résultats expérimentaux afin d'en déduire les incertitudes systématiques liées au taux de déclenchement (équations 13.3 et 13.5 pour les protons et équations 13.4 et 13.6 pour les hélium). Le flux minimum est obtenu à partir des données de MASS91 [33] et CAPRICE94 [35] pour les protons et hélium.

Flux minimum des protons :

$$E_k^{2.5}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_k} = 5.2\times10^3\left(\frac{E_k}{30}\right)^{-0.22}\left[1+\left(\frac{E_k}{5.4}\right)^{-2.5}\right]^{-1} \tag{13.3}$$

Flux minimum des hélium :

$$E_k^{2.5}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_k} = 2.25\times10^2\left(\frac{E_k}{30}\right)^{-0.1}\left[1+\left(\frac{E_k}{2.25}\right)^{-2.5}\right]^{-1} \tag{13.4}$$

Le flux maximum correspond à l'ajustement de Simpson [31] pour les protons et Wiebel [42] pour les hélium normalisés aux flux mesurés par les expériences AMS [38] et BESS98 [32] en-dessous de 100 GeV (ces deux expériences donnent des résultats compatibles, voir section 3.2).

Flux maximum des protons :

$$E_k^{2.5}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_k} = 6.6\times10^3\left(\frac{E_k}{30}\right)^{-0.16}\left[1+\left(\frac{E_k}{3.8}\right)^{-1.7}\right]^{-1} \tag{13.5}$$

Flux minimum des hélium :

$$E_k^{2.5}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_k} = 3.9\times10^2\left(\frac{E_k}{30}\right)^{-0.1}\left[1+\left(\frac{E_k}{2.5}\right)^{-1.8}\right]^{-1} \tag{13.6}$$

Les protons ont été simulés avec le générateur KASKADE sur une gamme en énergie de 10 GeV à 20 TeV et entre 40 GeV et 20 TeV pour les hélium. Pour les deux espèces, les paramètres d'impact sont tirés entre 0 et 800 m par rapport au centre du réseau de télescopes, et les angles d'incidence entre 0 et 5° du zénith. Nous justifierons a posteriori ces choix dans la section 13.1.3 à partir des distributions de ces paramètres pour les gerbes déclenchant un télescope.

Muons

Le nombre de muons secondaires produits dans les gerbes de protons atteint son maximum à une profondeur atmosphérique comprise entre 200 et 300 $\mathrm{g\,cm^{-2}}$ suivant leur énergie [81]. Nous considérons ainsi le spectre des muons à 200 $\mathrm{g\,cm^{-2}}$ dans nos simulations.

Le spectre en énergie des muons au niveau de la mer a été largement étudié. Il n'existe en revanche que peu de mesures à plus haute altitude. Nous utilisons ici les mesures de MASS91 [33] couvrant une gamme en énergie entre 0.3 et 40 GeV. Plus précisément, nous considérons le flux des μ^- valant $(4.79\pm0.56)\times10^{-4}$ et $(2.44\pm0.49)\times10^{-5}$ cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} dans les gammes de 3–8 GeV et 8–40 GeV

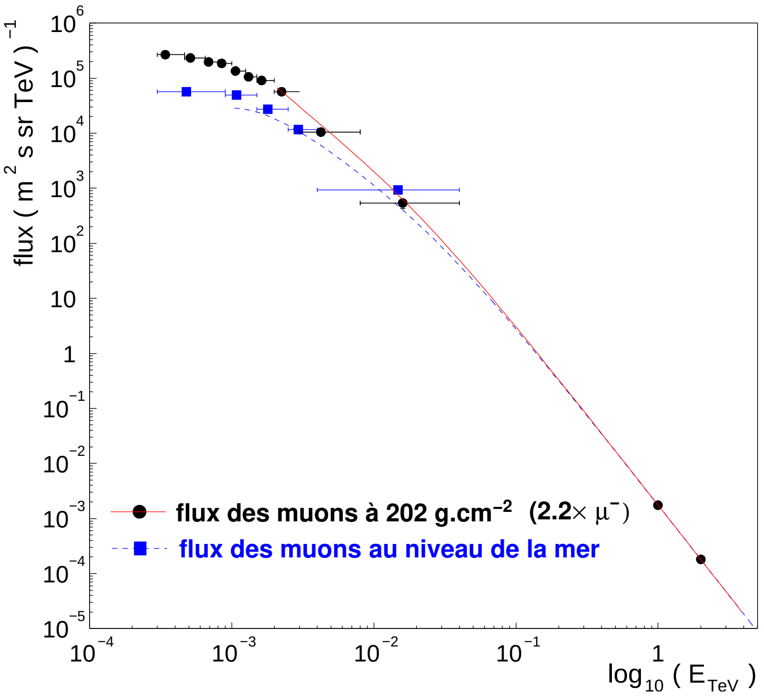


FIG. 13.1: *Spectre des muons à 202* g cm^{-2} *(cercles) et 680* g cm^{-2} *(carrés) mesuré par MASS91 [33], les courbes représentent les ajustements 13.7 et 13.8 décrits dans le texte.*

respectivement, pour un intervalle en profondeur atmosphérique de 164–255 g cm^{-2}. La moyenne en profondeur atmosphérique pondérée par le flux vaut 202 g cm^{-2}. Nous utilisons par ailleurs une valeur mesurée du rapport μ^+/μ^- de 1.2 pour obtenir le flux total des muons.

A basse énergie, ce flux est supérieur à celui du niveau de la mer mais le rejoint à haute énergie (les muons de haute énergie produits à haute altitude atteignent le niveau de la mer et leur perte d'énergie est négligeable). Un ajustement des données de MASS91, en requérant que le flux à 1 TeV soit celui du niveau de la mer, est représenté figure 13.1 et vaut :

$$\mathrm{d}N/\mathrm{d}E = 431\ E^{-2.3}\ \exp(-0.38/E)(1-\exp(-33/E))\ (\mathrm{m}^2\ \mathrm{s\ sr\ GeV})^{-1} \tag{13.7}$$

Un ajustement du spectre en énergie au niveau de la mer donne :

$$\mathrm{d}N/\mathrm{d}E = 285\ E^{-2.3}\ \exp(-2.3/E)(1-\exp(-50/E))\ (\mathrm{m}^2\ \mathrm{s\ sr\ GeV})^{-1} \tag{13.8}$$

E est l'énergie du muon en GeV pour ces deux formules.

Nous avons propagé dans l'atmosphère avec KASKADE des muons tirés selon le spectre 13.7 à 202 g cm^{-2}, pour une gamme en énergie de 4 GeV à 5 TeV, entre 0 et 200 m du centre du réseau, et pour des angles d'incidence entre 0 et 5°, le télescope pointant au zénith. L'énergie minimum correspond au seuil Cherenkov au sol.

13.1.2 Configuration du détecteur

La configuration du détecteur correspond à celle qui a été décrite dans le chapitre précédent en ce qui concerne l'optique, l'électronique de déclenchement et d'acquisition.

Nous utilisons des données d'octobre 2002 pour le télescope pointant sur la nébuleuse du Crabe pour la configuration de la caméra et les paramètres de calibrage. A titre d'exemple, la figure 13.2 montre la distribution des gains des PMs pendant cette période. Huit tiroirs endommagés ont été placés en périphérie de la caméra et sont désactivés, il s'agissait d'une situation temporaire suite à des

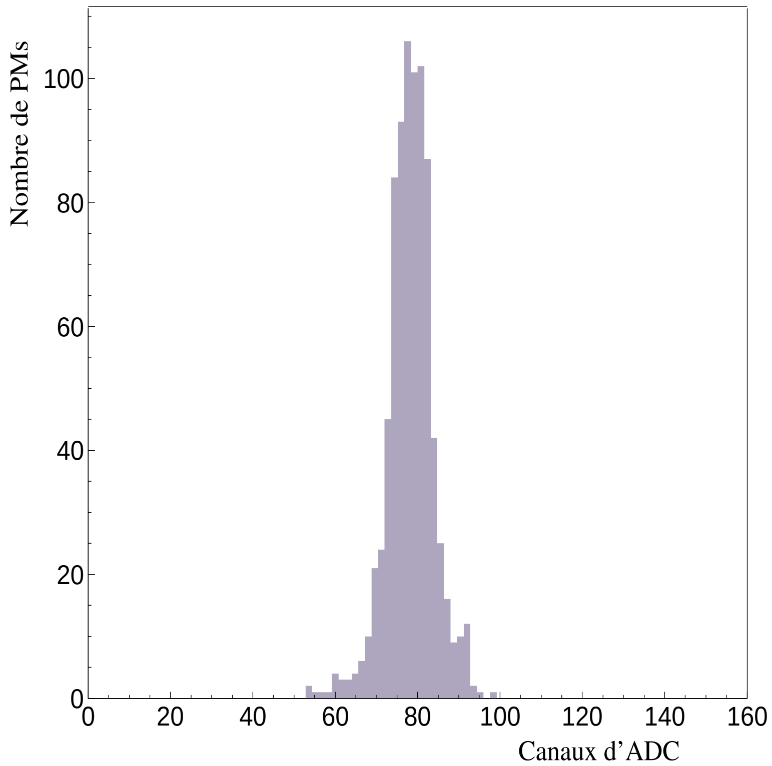


FIG. 13.2: *Distribution des gains des PMs (en unités de canaux d'ADC pour un γ_e) pour la période d'étalonnage.*

dommages sur la caméra (nous verrons dans la section 13.1 qu'une campagne de mesure du taux de déclenchement pour un grand nombre de conditions a été réalisé pendant cette période). Une dizaine d'autres pixels sont éteints à cause d'étoiles dans leur champ de vue (voir figure 10.9 dans le chapitre dédié au calibrage des données).

Nous considérons par ailleurs un taux de fond de ciel de 65 MHz qui correspond à une première estimation sur les données.

13.1.3 Caractéristiques des particules primaires produisant des gerbes qui déclenchent un télescope

Dans ce paragraphe, nous considérons une condition de déclenchement avec un seuil de PM de 5×28 mV et un seuil de secteur de 3.5×42 mV. Par ailleurs, nous ne tenons pas compte ici des corrections d'efficacité de collection et d'amplitude de pulse de γ_e obtenues précédemment (configuration $\mathcal{C}_0$). Ces valeurs affectent les résultats sur le taux de déclenchement, mais pas les conclusions qualitatives de ce paragraphe.

Gerbes initiées par des protons

La figure 13.3 montre les distributions en énergie, paramètres d'impact et angles d'incidence des protons déclenchant un ou plusieurs télescopes. On note que l'énergie minimale des protons est très différente selon que l'on demande le déclenchement d'un ou plusieurs télescopes (15 et 200 GeV). Il en est de même pour la distribution des paramètres d'impact des gerbes déclenchant un télescope, distribution qui s'étend jusqu'à la limite de la simulation de 800 m, alors qu'elle est concentrée dans les premiers 300 m lorsque l'on demande la coïncidence de plusieurs télescopes. En revanche, les distributions d'angle d'incidence sont équivalentes. On note tout de même que cette distribution s'étend

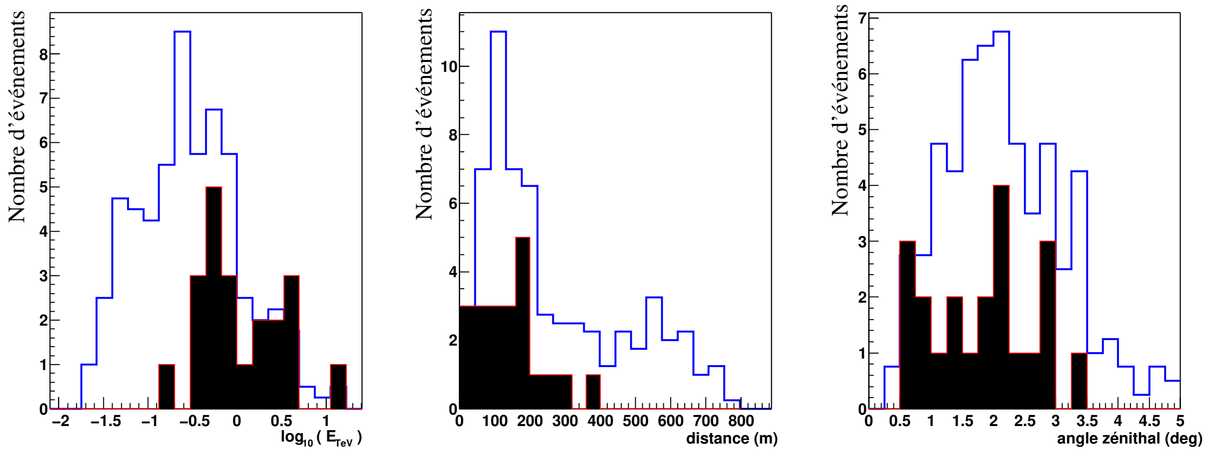


FIG. 13.3: *De gauche à droite : distributions en énergie, paramètres d'impact et angle d'incidence des protons déclenchant un ou plusieurs télescopes (histogramme vide ou plein).*

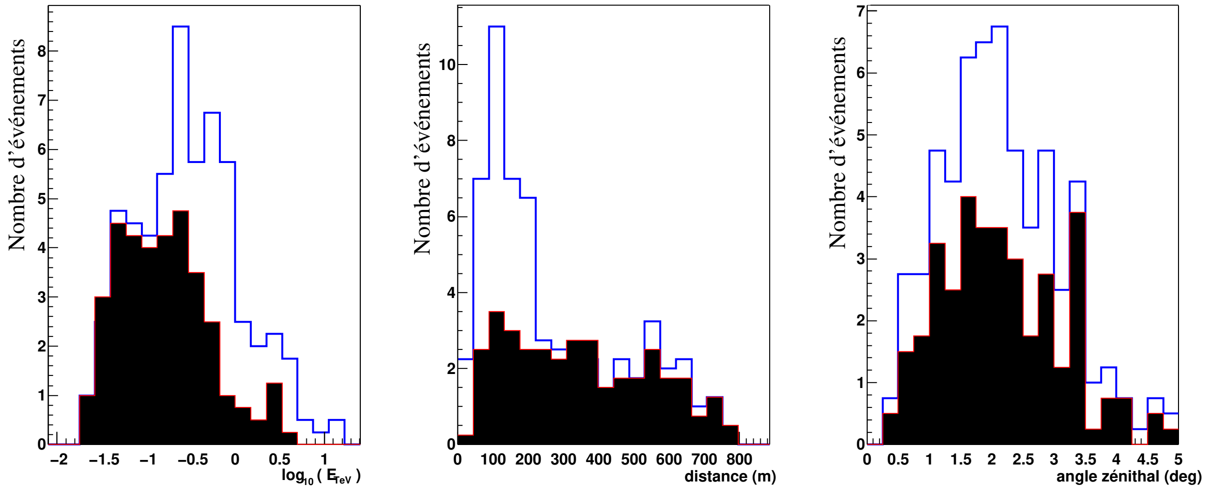


FIG. 13.4: *De gauche à droite : distributions en énergie, paramètre d'impact et angle d'incidence des protons déclenchant un télescope dans le cas où l'on considère la lumière Cherenkov de toutes les particules de la gerbe ou uniquement celle émise par les muons (histogramme vide ou plein).*

jusqu'à 5°, alors que le champ de vue de la caméra est limité à 2.5° (en rayon angulaire). Cela est dû à l'importance de la diffusion multiple des muons secondaires.

Nous pouvons montrer que les différences dans les distributions en énergie et paramètres d'impact pour les gerbes déclenchant un ou plusieurs télescopes sont dues aux muons isolés. On peut le prouver en réalisant des simulations où l'on ne garde que la composante muonique des gerbes pour l'émission Cherenkov. On s'aperçoit alors que le taux de déclenchement de plusieurs téléscopes est diminué d'un facteur 10. La fraction restante correspond aux événements où plusieurs muons déclenchent simultanément plusieurs télescopes.

Les distributions en énergie, paramètre d'impact et angle d'incidence des protons dont on n'a gardé que la composante muonique sont représentées figure 13.4, en comparaison avec celles où toutes les particules chargées sont prises en compte. Les déclenchements pour des énergies inférieures à 100 GeV et pour des paramètres d'impact supérieurs à 300 m peuvent être attribués à des muons isolés qui ne déclenchent alors qu'un télescope.

Cela nous apprend que les intervalles en énergie et en angle d'incidence choisis couvrent bien la majeure partie de l'espace des phases des événements pouvant déclencher un télescope. En revanche,

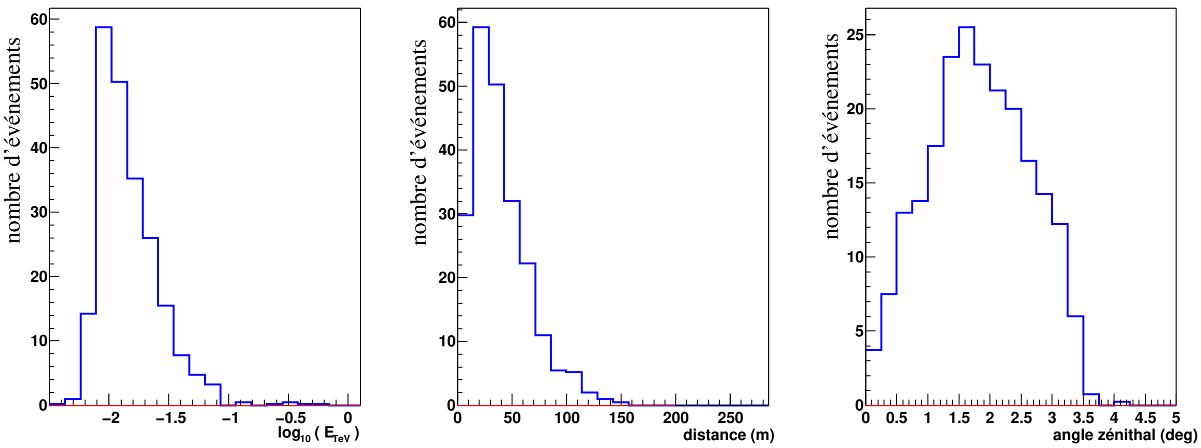


FIG. 13.5: *De gauche à droite : distributions en énergie, paramètres d'impact et angle d'incidence des muons déclenchant un télescope.*

des gerbes de paramètre d'impact supérieur à 800 m peuvent déclencher un télescope, mais il s'agit alors de muons isolés, propagés loin du coeur de gerbe par diffusion multiple.

Il est illusoire de chercher à reproduire l'ensemble du déclenchement dû aux muons via la simulation de gerbes de noyaux. Nous avons montré qu'il est possible de reproduire le flux de muons avec ce type de simulation section 3.3, mais cela ne peut être appliqué à l'estimation du taux de déclenchement pour des raisons de temps de calcul. Nous sommes donc amenés à estimer séparément le taux de déclenchement des muons isolés.

L'analyse que nous venons d'effectuer sur les protons donne les mêmes résultats qualitatifs pour les hélium.

Déclenchement par des muons isolés

Les distributions en énergie, paramètre d'impact et angle d'incidence des muons déclenchant un télescope sont représentées figure 13.5. Nous n'avons obtenu aucun déclenchement avec plusieurs télescopes à partir de nos simulations. La distribution en énergie pique à 10 GeV, et la distribution en paramètres d'impact par rapport au centre du télescope à 25 m, la valeur maximum étant de 150 m.

Taux de déclenchement relatif entre protons, hélium et muons

Les taux de déclenchement obtenus sont listés table 13.1. Le taux de déclenchement total peut être estimé en ajoutant aux taux de déclenchement des protons et hélium la fraction due aux muons isolés. Elle est obtenue en soustrayant au taux de déclenchement de l'ensemble des muons isolés le taux dû à la composante muonique des protons et hélium.

Ainsi, pour un taux de déclenchement total de 230 Hz (obtenu avec la configuration $\mathcal{C}_0$), 80% des particules primaires des événements sont des protons et 20% des hélium. Par ailleurs, 60% de ce taux peut être attribué à des muons isolés. Enfin, pour un paramètre d'impact maximum de 800 m par rapport au centre du réseau, les simulations de protons et hélium permettent d'obtenir 90% des déclenchements dus aux muons isolés.

Particules primaires	Particules secondaires	un télescope (Hz)	plusieurs télescopes (Hz)
protons	toutes	177 ± 13	53 ± 15
protons	muons	107 ± 9	7 ± 5
hélium	toutes	42 ± 3	23 ± 4
hélium	muons	25 ± 2	6 ± 2
muons		144 ± 5	0

TAB. 13.1: *Taux de déclenchement d'un ou plusieurs télescopes pour les protons, hélium et muons isolés. Pour les protons et hélium, le taux de déclenchement lié à la composante muonique des gerbes est aussi présenté.*

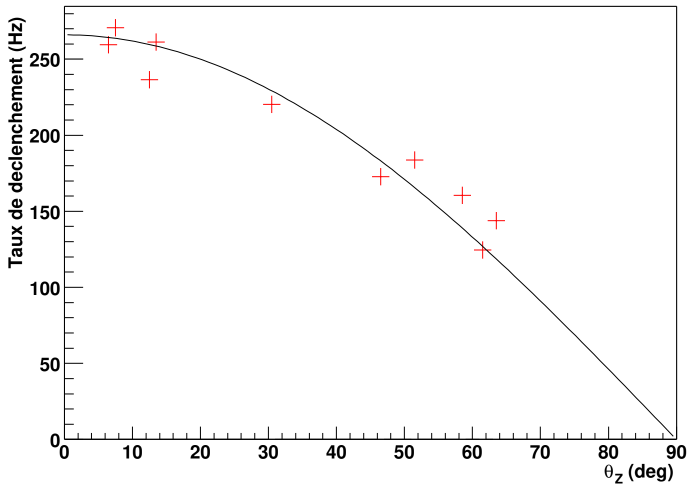


FIG. 13.6: *Taux de déclenchement observé (corrigé du temps mort) en fonction de l'angle zénithal pour une condition de déclenchement avec un seuil de PM de* 5×28 *mV et un seuil de secteur de* 3.5×42 *mV. La courbe représente la fonction* $(265\,\mathrm{Hz}) \times \cos\theta_Z$.

13.1.4 Estimation du taux de déclenchement dans les données

En octobre 2002, le taux de déclenchement du premier télescope a été obtenu pour un grand nombre de conditions de déclenchement, fonction du seuil du PM et de la multiplicité demandée.

Nous avons vu que le taux d'acquisition est fonction du temps mort section 7.7.3 et du taux de déclenchement d'une caméra idéale (de temps mort nul), λ. C'est ce dernier que nous souhaitons comparer aux simulations, il s'obtient facilement en ajustant la distribution des écarts de temps entre deux événements consécutifs Δt par une loi $\propto \exp(-\lambda \times \Delta t)$.

λ est par ailleurs fonction de l'angle zénithal θ_Z. Il suit une dépendance classique $\lambda(\theta_Z) = \lambda_0 \times \cos\theta_Z$ comme le montre la figure 13.6.

On corrige de cette dépendance pour faciliter les comparaisons avec les simulations au zénith. Les valeurs de λ_0 obtenues sur les données sont listées tables 13.2 et 13.3.

13.1.5 Comparaison du taux de déclenchement entre données et simulations

Pour chaque condition de déclenchement utilisée pour le premier télescope, nous avons estimé le taux de déclenchement par simulation avec la configuration $\mathcal{C}_0$ en reprenant les simulations de gerbes décrites au paragraphe 13.1.1. Ces résultats sont comparés aux taux réels tables 13.2 et 13.3 ainsi que figure 13.7.

On note que le taux de déclenchement est systématiquement inférieur dans les simulations d'environ 20%. Nous verrons plus loin que cet écart est acceptable compte tenu des erreurs systématiques sur le spectre des rayons cosmiques et les paramètres de simulation.

L'étude des comparaisons entre données et simulations à partir des paramètres de Hillas que nous présenterons dans le chapitre suivant montrent qu'il faut augmenter la surface de collection de 13.5% et diminuer l'amplitude de l'impulsion de γ_e de 10% pour obtenir un bon accord.

Nous avons appliqué cette nouvelle configuration du détecteur à la condition de déclenchement standard : seuil de PM de 5×28 mV et seuil de secteur de 3.5×42 mV. On obtient alors un taux de déclenchement simulé de 253 ± 18 Hz alors qu'il était de 232 ± 17 Hz avec la configuration initiale. Cela est en meilleur accord avec le taux observé de 255 ± 1 Hz.

La variation du taux de déclenchement en fonction de la condition de déclenchement est en revanche bien reproduite pour les multiplicités supérieures à trois pixels. Cela se voit sur la figure 13.8

où nous avons artificiellement augmenté le taux de déclenchement dans la simulation de 20%. Cependant, pour les multiplicités de 1.5 et 2.5 pixels, la simulation sous-estime le taux de déclenchement, ce qui est dû aux événements déclenchant sur du bruit de fond de ciel, ce qui n'est pas pris en compte dans les simulations.

13.1.6 Erreurs systématiques sur le taux de déclenchement simulé

Hormi les erreurs statistiques des simulations Monte Carlo, plusieurs types d'incertitudes peuvent être envisagés. Nous considérons pour cette discussion la condition de déclenchement standard (seuil de PM de 5×28 mV et seuil de secteur de 3.5×42 mV) et la nouvelle configuration de détecteur décrite dans le paragraphe précédent.

- Il existe une incertitude importante sur le spectre des protons et hélium. Nous avons jusqu'à présent utilisé les ajustements de Gaisser (équations 13.1 et 13.2) pour nos estimations. En prenant les ajustements extrêmes (équations 13.3, 13.5, 13.4 et 13.6), on obtient des taux de déclenchement de 211 ± 15 et 283 ± 14 Hz
- L'efficacité globale de collection n'est pas encore bien connue. Cette incertitude est principalement dominée par notre mauvaise connaissance de l'efficacité quantique moyenne des PMs (voir section 7.2). Par ailleurs, la réflectivité des miroirs obtenue sur banc de test s'est certainement dégradée au bout d'un an de fonctionnement du télescope. Cependant, les muons (pic dans la distribution de σ_L/I et analyse des anneaux) nous permettent de calibrer cette efficacité et d'en réduire l'incertitude à environ 2%. Cela se traduit par une erreur sur le taux de déclenchement de l'ordre de $\pm$ 5 Hz. Mentionnons cependant que l'étude des muons ne permet pas de calibrer l'absorption atmosphérique à haute altitude que subissent les photons Cherenkov des gerbes de gamma.
- Nous avons observé un effet de 10% sur le seuil de déclenchement du télescope que nous avons attribué à l'amplitude du pulse de γ_e dans la voie de déclenchement. Il peut cependant être aussi lié à la forme du pulse ou à la simulation du comparateur. Nous considérons donc une erreur du même ordre sur l'amplitude qui donne une incertitude de $\pm$ 10 Hz sur les taux de déclenchement.
- Nous avons utilisé un taux de fond de ciel relativement bas dans les simulations (65 MHz). En considérant la valeur maximale obtenue sur des acquisitions sur la nébuleuse du Crabe de 140 MHz, le taux de déclenchement est augmenté d'environ 20 Hz.
- Enfin, le traitement de la fraction du taux de déclenchement due aux muons isolés n'est pas idéal dans la mesure où nous n'avons injecté les muons qu'à une profondeur atmosphérique de 200 g.cm^{-2}. Une faible fraction des muons de plus haute altitude peut déclencher un télescope et d'autres peuvent être produits à plus basse altitude. Nous n'estimons pas l'incertitude qui en découle ici.

Pour résumer, ces erreurs systématiques sont listées table 13.4. Le taux de déclenchement total vaut $253 \pm 18\,(\mathrm{stat})\,^{+30}_{-42}(\mathrm{primaire})\,^{+23}_{-11}(\mathrm{sys})$ Hz.

Seuil de PM (28 mV)	Mult. (42 mV)	Numéro(s) d'acqu.	Taux de décl. réel λ_0	Taux de décl. simulé	protons	heliums	muons
7	1.5	6164	493	372 ± 21	262 ± 16	62 ± 3	269 ± 6
10	1.5	6165	222	124 ± 12	93 ± 9	22 ± 1	74 ± 3
12	1.5	6166	123	68 ± 8	51 ± 7	14 ± 1	30 ± 2
15	1.5	6167	62	33 ± 5	22 ± 4	7 ± 1	6 ± 1
5	2.5	6107	492	364 ± 22	277 ± 16	67 ± 3	264 ± 6
7	2.5	6108	253	171 ± 15	128 ± 11	30 ± 2	114 ± 4
10	2.5	6109	101	62 ± 7	41 ± 6	14 ± 1	25 ± 2
12	2.5	6163	58	34 ± 5	23 ± 4	7 ± 1	8 ± 1
15	2.5	6162	37	18 ± 3	14 ± 3	4 ± 0	0 ± 0
4	3.5	6076	403	334 ± 21	262 ± 16	62 ± 3	235 ± 6
5	3.5	6077	254	232 ± 17	177 ± 13	42 ± 2	144 ± 5
7	3.5	6078	139	98 ± 11	72 ± 8	18 ± 1	57 ± 3
10	3.5	6079	58	33 ± 5	22 ± 4	7 ± 1	9 ± 1
12	3.5	6080	41	20 ± 4	14 ± 3	4 ± 0	2 ± 0
15	3.5	6081	29	14 ± 3	10 ± 3	3 ± 0	0 ± 0
3	4.5	6097	399	361 ± 22	279 ± 16	72 ± 3	242 ± 6
4	4.5	6098	265	214 ± 17	167 ± 13	42 ± 2	143 ± 5
5	4.5	6099, 6404	182, 171	141 ± 13	111 ± 10	27 ± 2	85 ± 3
7	4.5	6101	93	68 ± 8	47 ± 6	13 ± 1	33 ± 2
10	4.5	6102	43	26 ± 4	17 ± 4	6 ± 1	4 ± 0
12	4.5	6103	29	16 ± 3	12 ± 3	4 ± 0	0 ± 0
3	5.5	6195	296	254 ± 18	203 ± 14	50 ± 3	158 ± 5
4	5.5	6196	196	156 ± 14	121 ± 11	29 ± 2	94 ± 4
5	5.5	6197	136	103 ± 11	74 ± 8	19 ± 1	58 ± 3
7	5.5	6198	68	47 ± 6	31 ± 5	10 ± 1	19 ± 1
10	5.5	6199	33	18 ± 3	13 ± 3	4 ± 0	1 ± 0
4	6.5	6206	148	125 ± 12	90 ± 9	23 ± 2	63 ± 3
5	6.5	6207	95	75 ± 9	51 ± 7	15 ± 1	38 ± 2
7	6.5	6208	49	34 ± 5	21 ± 4	7 ± 1	11 ± 1

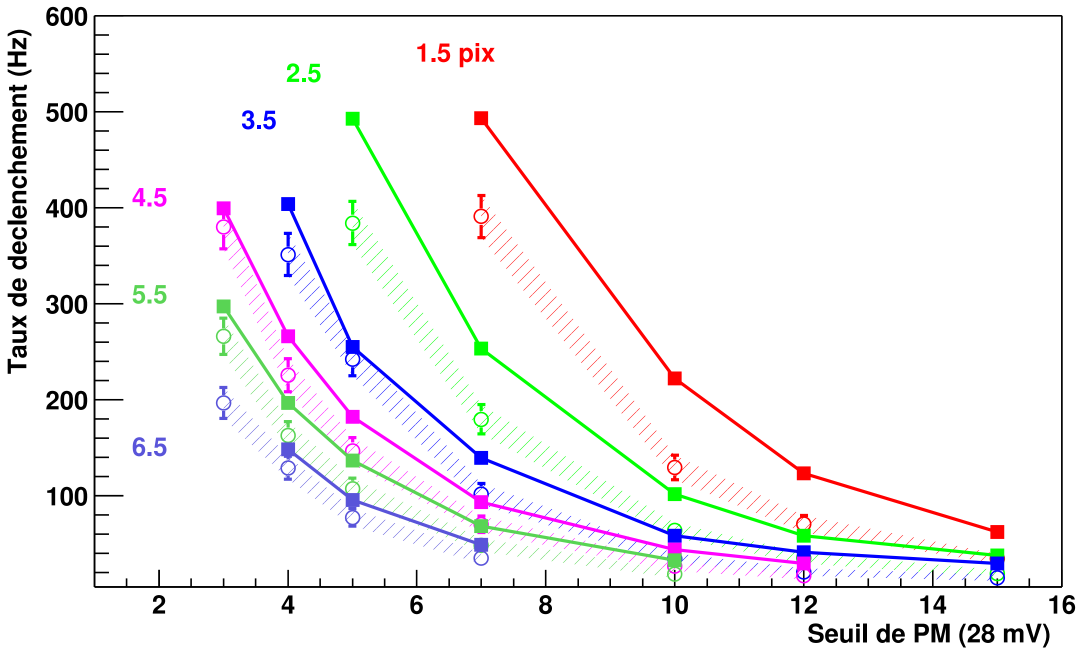
TAB. 13.2: *Taux de déclenchement réel obtenu pour plusieurs conditions de déclenchement, corrigé de la dépendance en angle zénithal (λ_0), et comparé aux simulations SMASH avec la configuration de détecteur $\mathcal{C}_0$. Tous les taux sont en Hz. L'estimation du taux des données réelles est décrite section 13.1.4 et celle des simulations section 13.1.5.*

Mult. (42 mV)	Numéro(s) d'acquistion	Taux de décl. réel λ_0	Taux de décl. total simulé	protons	heliums	muons
2.5	6107	492	364 ± 22	277 ± 16	67 ± 3	264 ± 6
3.5	6077	254	232 ± 17	177 ± 13	42 ± 2	144 ± 5
4.5	6099,6404	182,171	141 ± 13	111 ± 10	27 ± 2	85 ± 3
5.5	6197	136	103 ± 11	74 ± 8	19 ± 1	58 ± 3
6.5	6207	95	75 ± 9	51 ± 7	15 ± 1	38 ± 2
3.4	6456,6492	253,243	244 ± 17	187 ± 13	43 ± 2	152 ± 5
3.6	6455,6491	227,223	223 ± 17	172 ± 13	40 ± 2	136 ± 4
3.8	6454,6490	204,200	194 ± 15	149 ± 12	36 ± 2	115 ± 4
4	6398,6453,6489	205,193,190	169 ± 14	132 ± 11	31 ± 2	101 ± 4
4.2	6401,6452,6488	191,179,173	156 ± 14	119 ± 11	30 ± 2	96 ± 4
4.4	6403,6451,6487	179,169,158	147 ± 13	113 ± 10	28 ± 2	89 ± 4
4.6	6405,6450,6486	167,156,149	138 ± 13	108 ± 10	26 ± 2	83 ± 3
4.8	6407,6449,6485	155,145,139	127 ± 12	94 ± 9	23 ± 2	75 ± 3
5	6409,6448,6484	143,134,128	117 ± 12	86 ± 9	22 ± 2	68 ± 3
5.2	6446,6483	125,122	110 ± 11	83 ± 9	21 ± 1	64 ± 3
5.4	6444,6482	119,110	105 ± 11	77 ± 8	20 ± 1	61 ± 3
5.6	6438,6481	117,102	100 ± 10	72 ± 8	19 ± 1	54 ± 3

TAB. 13.3: *Taux de déclenchement réel obtenu pour plusieurs multiplicités avec un seuil de PM de* 5×28 *mV, corrigé de la dépendance en angle zénithal* (λ_0)*, et comparé aux simulations. Tous les taux sont en Hz. L'estimation du taux des données réelles est décrite section 13.1.4 et celle des simulations section 13.1.5.*

Type d'erreur	Erreur sur le taux de déclenchement en %	en Hz
Spectre primaire	-17 +12 %	-42 +30 Hz
Efficacité de collection	± 2 %	± 5 Hz
Amplitude du γ_e	± 4 %	± 10 Hz
Taux de fond de ciel	+8 %	+20 Hz
Total (sans les primaires)	-4 +9 %	-11 +23 Hz
Total	-17 +15 %	-44 +38 Hz

TAB. 13.4: *Erreurs systématiques sur l'estimation du taux de déclenchement pour un seuil de PM de* 5×28 *mV et un seuil de secteur de* 3.5×42 *mV.*



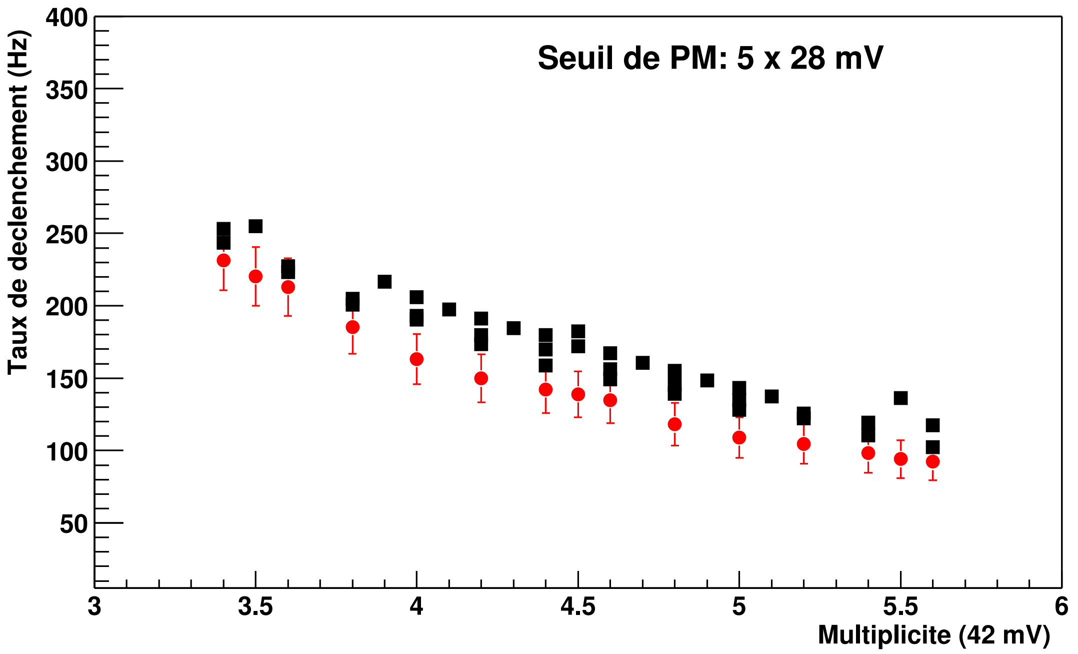


FIG. 13.7: *Comparaison du taux de déclenchement observé avec le premier télescope avec la prédiction des simulations. L'ensemble de ces résultats sont aussi listés tables 13.2 et 13.3. Les simulations incluent les taux de protons, hélium et une partie des muons isolés (obtenues par différence entre le taux des muons isolés et celui de la composante muonique des gerbes de protons et hélium). Les taux observés sont représentés par des carrés et les prédictions de la simulation par des ronds avec des barres d'erreur statistiques. La zone couvrant ces erreurs est hachurée. En haut : taux de déclenchement en fonction du seuil de pixel pour plusieurs conditions de multiplicité. En bas : taux de déclenchement en fonction de la multiplicité pour un seuil de PM de* 5×28 *mV.*

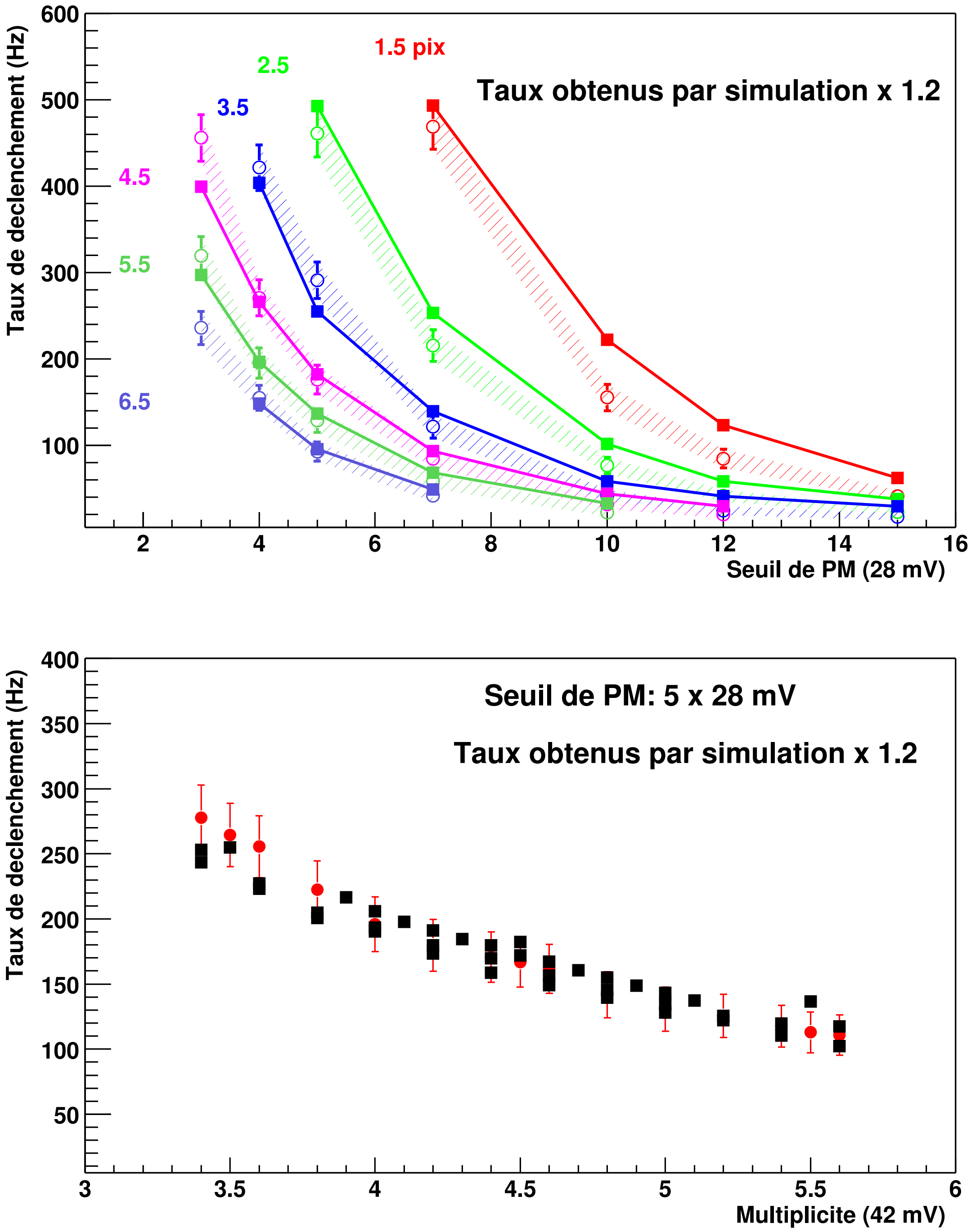


FIG. 13.8: *Comparaison du taux de déclenchement observé avec le premier télescope avec la prédiction des simulations. Les taux obtenus par simulation ont été augmentés de 20%.*

13.1.7 Comparaison des simulations de protons aux données

Nous utilisons dans ce paragraphe les distributions de paramètres de Hillas pour comparer des simulations de protons aux données.

Gerbes hadroniques simulées

Nous considérons, pour cette comparaison, des simulations de protons entre 0 et 2.5° du zénith, d'énergies comprises entre 0.1 et 1 TeV et de points d'impact par rapport au centre du réseau inférieurs à 250 m. Nous avons vu précédemment que les protons ne représentent que 80% des événements enregistrés par le télescope, le reste étant dominé par des gerbes initiées par des noyaux d'hélium, notre comparaison est donc partielle. De plus, l'espace des phases de cette simulation est bien inférieur à celui permettant d'inclure l'ensemble des événements déclenchant un télescope, cependant les distributions des moments sont les mêmes. Le choix de cet espace des phases est uniquement motivé par des contraintes de temps de calcul.

Le spectre des protons considéré est celui utilisé dans le paragraphe précédent (équation 13.1), basé sur une compilation de Gaisser et al. [43]. La configuration du détecteur (incluant les paramètres d'étalonnage) est identique à celle décrite section 13.1.

Comparaison des paramètres de Hillas

L'échantillon des données choisi pour cette comparaison est tiré d'une acquisition avec le télescope pointant dans le champ de vue décalé de 30 minutes en ascension droite de PKS 2155-304. L'élévation au début d'acquisition était de 81°, ce qui permet une comparaison valable avec les simulations au zénith.

Après la reconstruction du nombre de γ_e par pixel, un nettoyage de l'image est effectué avec des seuils de 5 et 7 γ_e en utilisant la méthode 4 décrite section 11.2.2. La même chaîne d'analyse est appliquée aux données et aux simulations.

Les distributions de l'intensité dans l'image I, de la longueur σ_L, de la largeur σ_l, d'angle α et de la distance D sont produites. On considère aussi la variable σ_L/I. Ces distributions pour les données réelles et les simulations sont représentées figure 13.9.

Les distributions de σ_L, σ_l, α et D sont compatibles. Pour la distribution d'intensité, on note que la simulation prédit un seuil un peu plus faible. Cela signe une erreur systématique dans le traitement du déclenchement.

Par ailleurs, les pics dans la distribution de σ_L/I ne sont pas positionnés à la même valeur. Plus précisément, la position du pic dans la simulation est supérieure à celle des données réelles de $(13.5 \pm 2)\%$. Cela nous apprend que l'efficacité globale de collection de lumière dans la simulation est sous-estimée de ce même pourcentage (voir section 11.2.3). Nous verrons dans le paragraphe suivant que l'on retrouve ce résultat avec l'analyse des anneaux de muons.

Un autre type d'observable consiste à étudier les distributions de charge (en γ_e) dans les pixels les plus brillants. Pour chaque événement, les valeurs d'intensité sont classées par ordre décroissant et les dix premières sont représentées sur les histogrammes de la figure 13.10 pour les données et les simulations.

Le front montant de la distribution pour les petites valeurs d'intensité est systématiquement décalé dans les simulations par rapport aux données réelles. Cela signe un effet systématique sur la simulation du déclenchement. Compte tenu de la condition de déclenchement en seuil de secteur de 3.5×42 mV qui correspond à peu près à une multiplicité de quatre pixels au-dessus du seuil de PM, c'est le quatrième pixel le plus brillant qui contraint le déclenchement. Le front montant de la distribution d'intensité pour ce pixel dans les simulations est inférieur de $(10 \pm 2)\%$ à celui des données réelles. Si l'on ne remet pas en cause les autres paramètres, cela peut être corrigé en diminuant de cette même

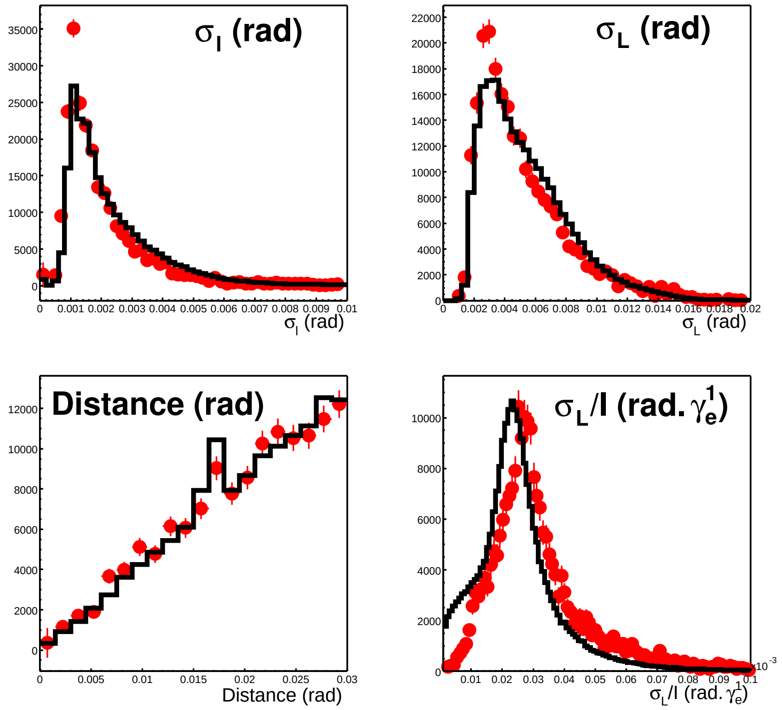


FIG. 13.9: *Distributions des paramètres de Hillas pour des simulations de protons (points avec barre d'erreur statistique) avec la configuration de détecteur $\mathcal{C}_0$ et pour les données.*

valeur l'amplitude du photo-électron dans la voie de déclenchement mesurée à 25.7 ± 1.6 mV. Cet ajustement est justifié, compte tenu de la barre d'erreur sur la mesure.

Par ailleurs, le front descendant est décalé de $(11 \pm 3)\%$, ce qui correspond à la sous-estimation de l'efficacité de collection obtenue à partir de la distribution de σ_L/I.

Dans la suite, nous noterons $\mathcal{C}_0$, la configuration du détecteur décrite section 12.2.3 et utilisée jusqu'à présent, et nous définissons la configuration $\mathcal{C}_1$ pour laquelle la collection de lumière est augmentée de 13.5% et l'amplitude du pulse de γ_e dans la voie de déclenchement diminuée de 10%, tous les autres paramètres étant identiques à la configuration précédente.

Les distributions des paramètres de Hillas et de l'intensité des 10 pixels les plus brillants obtenues avec la nouvelle configuration sont représentées figure 13.11 et 13.12. On obtient un accord satisfaisant avec les données. L'ajustement de ces paramètres attribués à la simulation du déclenchement et à la collection de lumière fournit une base solide pour l'utilisation de la simulation de détecteur dans les calculs d'acceptance de l'instrument aux gerbes de gammas.

13.2 Etude des anneaux de muons

Nous appliquons dans ce paragraphe l'étude des anneaux de muons présentée dans le chapitre précédent.

Des simulations de muons ont été réalisées en utilisant la configuration $\mathcal{C}_1$ obtenue à partir des paramètres de Hillas.

Les muons ont été tirés 1500 m au-dessus du télescope avec des paramètres d'impact compris entre 0 et 200 m, et des angles d'incidence par rapport au zénith entre 0 et 2.5°. Ces simulations couvrent l'espace des phases des muons produisant des anneaux complets dans la caméra.

La figure 13.13 représente les distributions de probabilité de χ^2, d'efficacité globale ϵ et d'angle Cherenkov θ_c obtenues par ajustement du modèle analytique pour les simulations et un échantillon

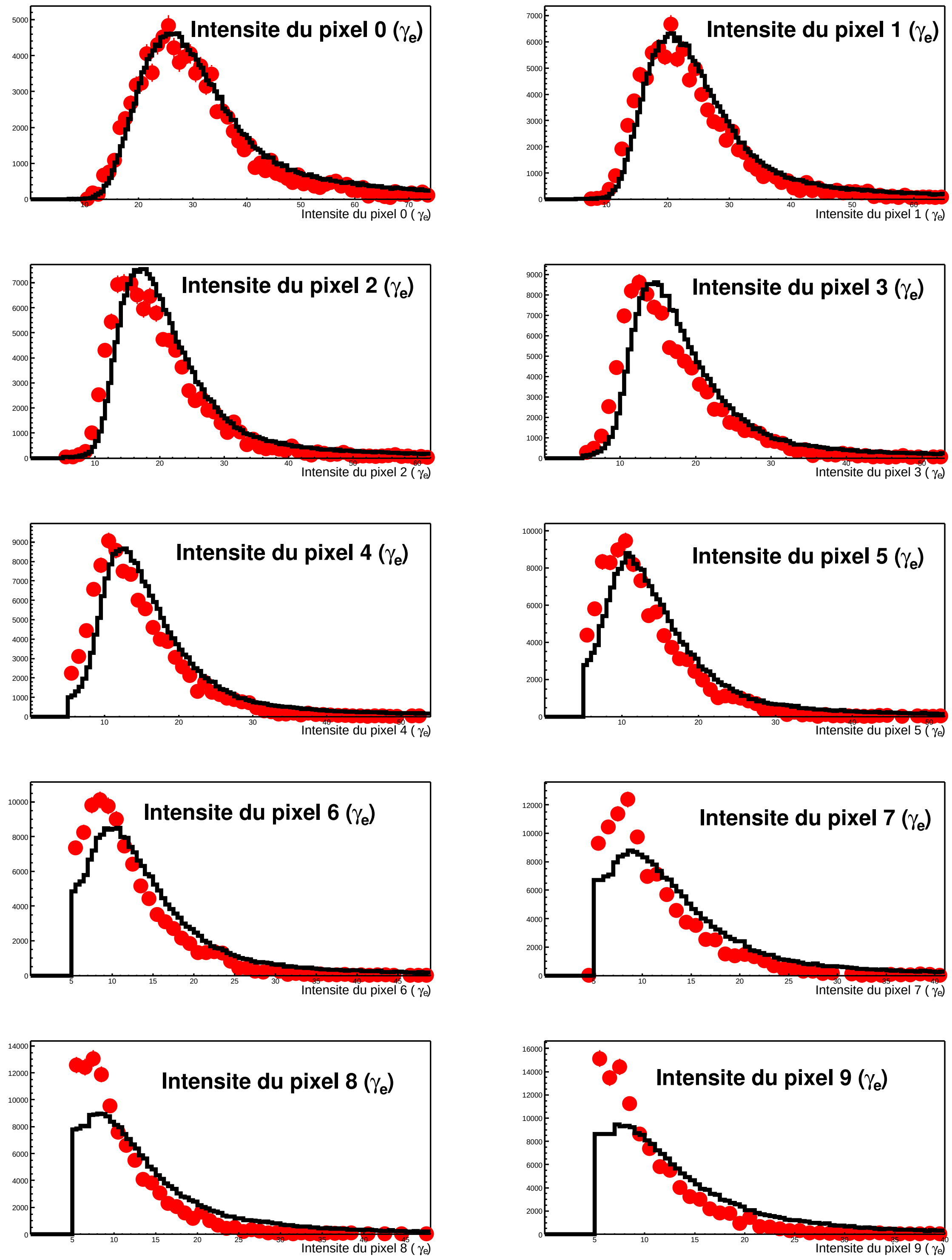


FIG. 13.10: *Distributions des intensités des pixels les plus brillants pour des simulations de protons avec la configuration $\mathcal{C}_0$ (points avec barre d'erreur statistique) et pour les données.*

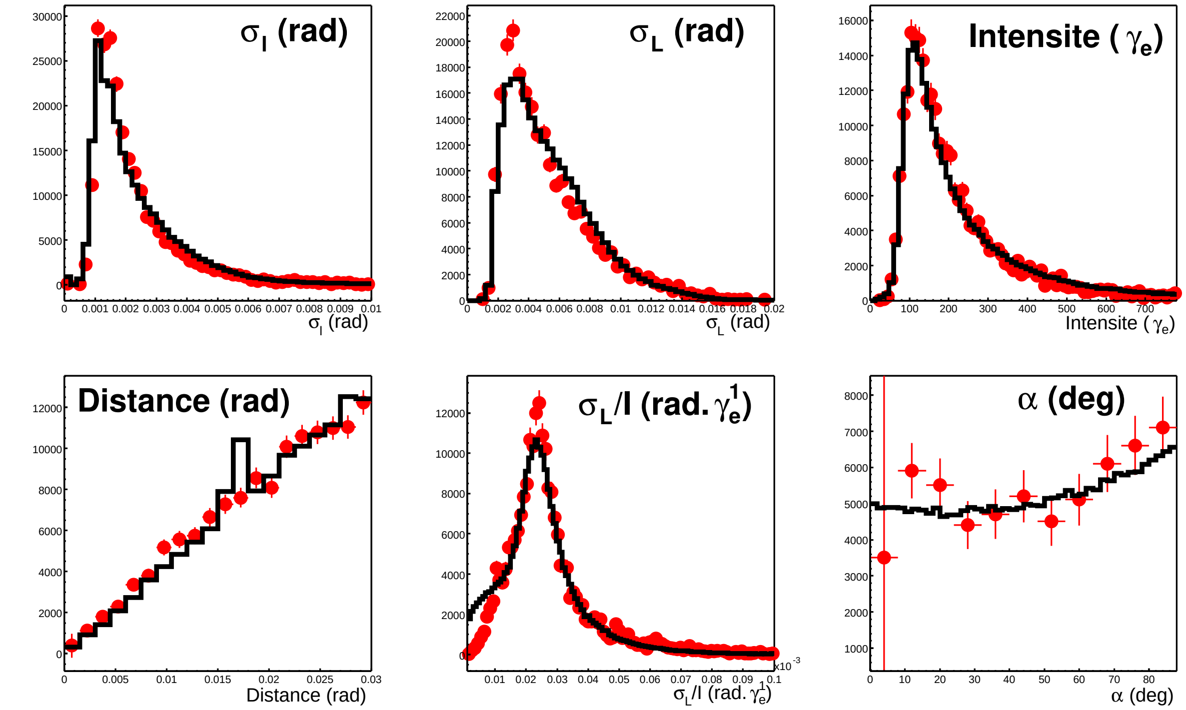


FIG. 13.11: *Distributions des paramètres de Hillas pour des simulations de protons (points avec barre d'erreur statistique) et les données. Pour ces simulations, l'efficacité globale de collection de lumière a été augmentée de 13.5% et l'amplitude du pulse de γ_e dans la voie de déclenchement diminuée de 10% (configuration $\mathcal{C}_1$).*

des données.

La coupure dans la distribution d'angle Cherenkov θ_c est la même dans les données et les simulations, ce qui montre que la paramétrisation de l'indice de réfraction dans l'atmosphère est correcte. En revanche, la distribution des données est plus piquée. Cela signe un problème au niveau du spectre des muons considéré.

Le résultat important est qu'on obtient des distributions d'efficacité de collection compatibles, ce qui conforte le résultat obtenu à partir des distributions de paramètres de Hillas.

Le désaccord sur les probabilités de χ^2 n'est en revanche pas encore compris.

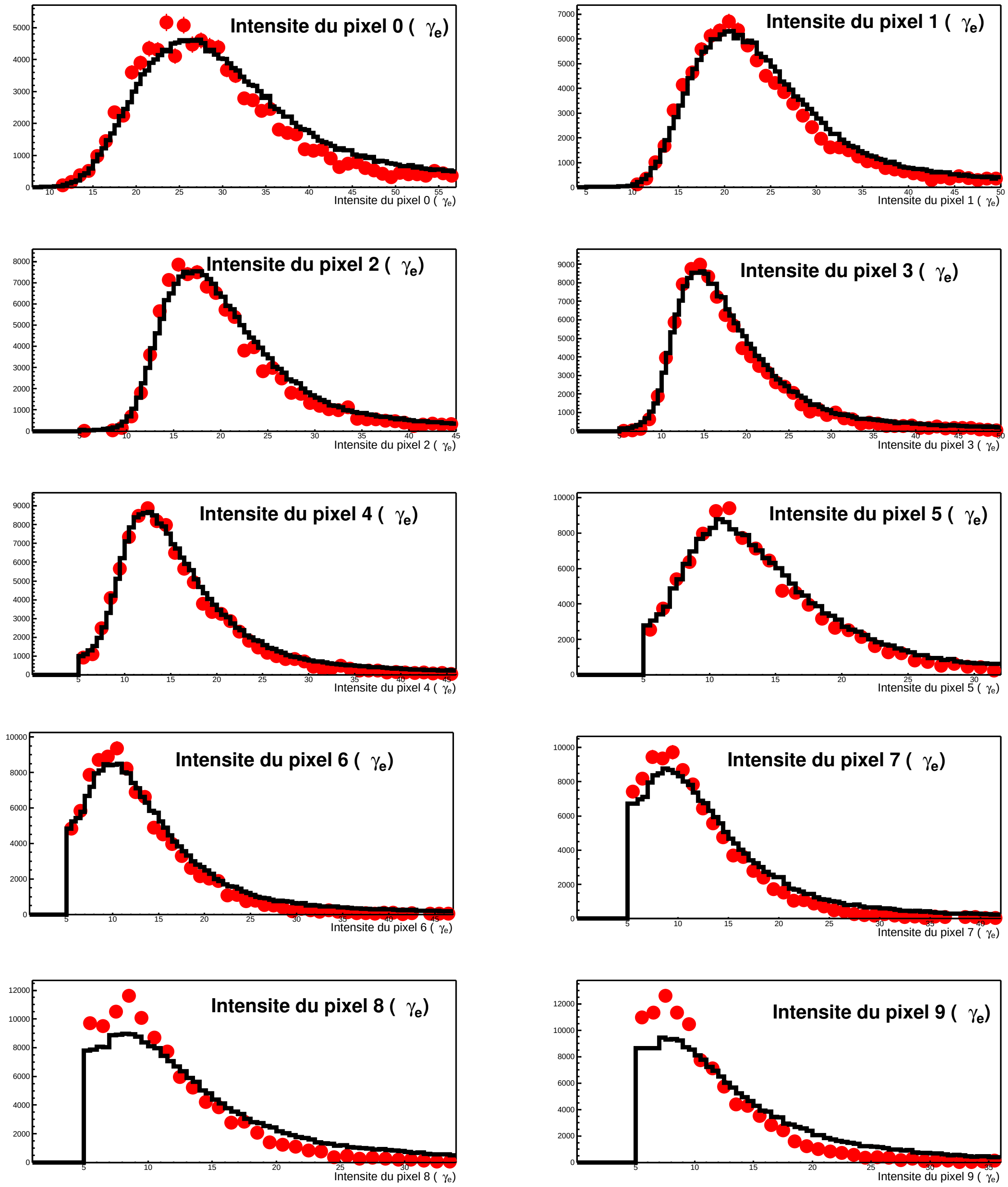


FIG. 13.12: *Distributions des intensités des pixels les plus brillants pour des simulations de protons (points avec barre d'erreur statistique) et les données. Pour ces simulations, l'efficacité globale de collection de lumière a été augmentée de 13.5% et l'amplitude du pulse de γ_e dans la voie de déclenchement diminuée de 10% (configuration $\mathcal{C}_1$).*

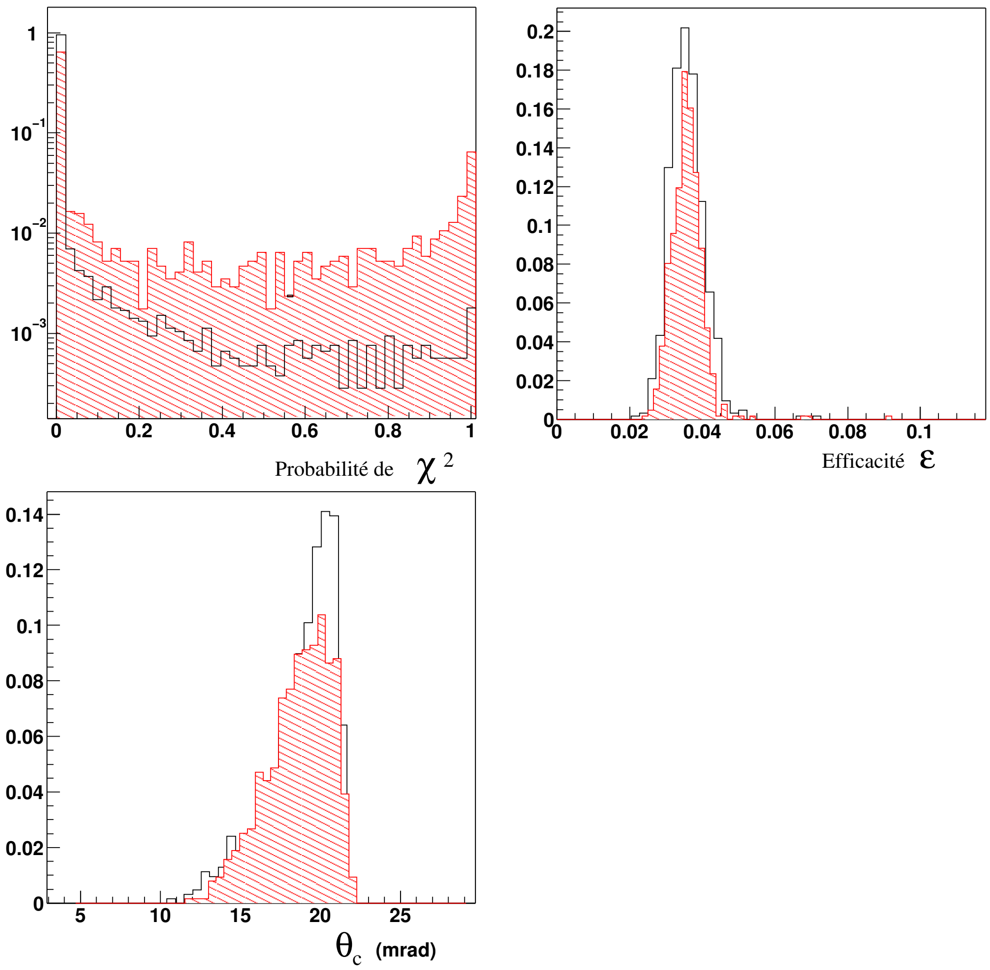


FIG. 13.13: *Distribution de probabilité de χ^2, d'efficacité globale ϵ et d'angle Cherenkov θ_c obtenues par ajustement du modèle pour les simulations (histogramme hachuré) et les données (trait noir). Les normalisations des histogrammes sont arbitraires.*

13.3 Conclusions sur les comparaisons entre données et simulations

Nous avons montré que l'analyse des distributions de paramètres de Hillas, celles de charge dans les pixels les plus brillants, et l'analyse des anneaux de muons permettent de façon concordante d'ajuster les paramètres de la simulation en ce qui concerne la voie de déclenchement et l'efficacité de collection de lumière de la chaîne optique.

Les écarts observés de 10% pour le seuil de déclenchement en terme d'intensité et de 13.5% pour la collection de lumière sont en accord avec les erreurs sur les mesures préalablement effectuées pour définir les paramètres de simulation (mesure de l'amplitude et de la forme du pulse de γ_e dans la voie de déclenchement, et incertitude sur l'efficacité quantique, la réflectivité des cônes de Winston et la réflectivité des miroirs après un an de fonctionnement).

Une fois cet ajustement réalisé, nous avons obtenu des taux de déclenchement en bon accord avec ceux qui ont été observés. Pour la condition de déclenchement standard utilisée dans les prises de données (seuil de PM de 5×28 mV et seuil de secteur de 3.5×42 mV), le taux de déclenchement obtenu par simulation vaut $253 \ \pm \ 18 \ (\mathrm{stat}) \ ^{+30}_{-42}(\mathrm{primary}) \ ^{+23}_{-11}(\mathrm{sys})$ Hz, alors que le taux observé est de 255 ± 1 Hz au zénith.

L'ensemble de ces résultats nous indique que l'outil de simulation développé reproduit les observations de façon satisfaisante, ce qui nous permet de nous appuyer sur ces simulations pour l'étude de l'acceptance aux gerbes de rayons gamma. Il reste cependant des erreurs systématiques associées aux générateurs électromagnétiques et à l'absorption atmosphérique dans la haute atmosphère qui n'ont pas été abordées dans ce chapitre.

Chapitre 14

Analyse des données de la nébuleuse du Crabe

14.1 Acceptance aux gammas

L'acceptance aux gammas au niveau du déclenchement est représentée figure 14.1 à différents angles zénithaux, pour un télescope et pour au moins deux télescopes en coïncidence parmi quatre. Elle est obtenue à partir de simulations de gammas à énergie fixe avec les paramètres de simulation $\mathcal{C}_1$. La condition de déclenchement est celle des données, avec un seuil de PM de 5×28 mV et un seuil de secteur de 3.5×42 mV.

Ces acceptances peuvent être ajustées par la fonction suivante :

$$\mathcal{A}(E) = 2\mathcal{A}_{th} \left(\frac{E}{E_{th}}\right)^{\alpha} \left[1 + \left(\frac{E}{E_{th}}\right)^{\alpha-\beta}\right]^{-1} \tag{14.1}$$

E_{th} définit un seuil en énergie et $\mathcal{A}_{th}$ l'acceptance au niveau de ce seuil. Les valeurs ajustées des paramètres E_{th}, $\mathcal{A}_{th}$, α et β en fonction de l'angle zénithal est représentée table 14.1.

La dépendance en fonction de l'angle zénithal des seuils en énergie peut s'exprimer par

$$E_{th}(\theta_Z) = 0.187 + 2.67 \times (1 - \cos\theta_Z)^2 \text{ TeV pour 1 télescope} \tag{14.2}$$

$$E_{th}(\theta_Z) = 0.21 + 3.22 \times (1 - \cos\theta_Z)^2 \text{ TeV pour 2 télescopes parmi 4} \tag{14.3}$$

Le seuil en énergie que nous obtenons est légèrement supérieur lors d'acquisitions stéréoscopiques car la condition de déclenchement est plus restrictive. Le taux de déclenchement est cependant beaucoup plus faible car les événements muons sont supprimés. Cela permet d'appliquer une condition de déclenchement moins stricte en terme de multiplicité ce qui baisse le seuil en énergie et augmente l'acceptance au déclenchement.

Le spectre du Crabe dans le domaine d'énergie du TeV a été mesuré par plusieurs expériences Cherenkov atmosphérique. Le spectre différentiel obtenu avec l'expérience CAT [84] est le suivant

$$\frac{\mathrm{d}N_{CAT}}{\mathrm{d}E_{TeV}} = (2.62 \pm 0.08 \pm 0.55) \times 10^{-11} E_{TeV}^{-2.87\pm0.04\pm0.06} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1} \tag{14.4}$$

Le spectre différentiel obtenu par l'expérience HEGRA [85] vaut

$$\frac{\mathrm{d}N_{HEGRA}}{\mathrm{d}E_{TeV}} = (2.79 \pm 0.02 \pm 0.50) \times 10^{-11} E_{TeV}^{-2.59\pm0.03\pm0.05} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1} \tag{14.5}$$

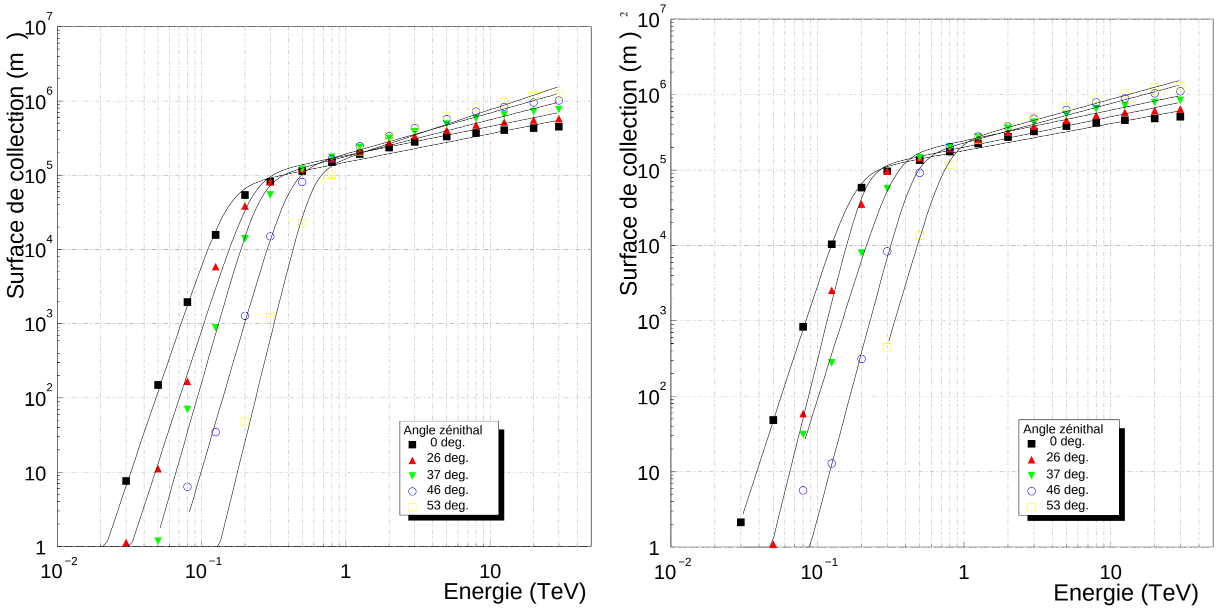


FIG. 14.1: *Acceptance aux gammas au niveau du déclenchement pour différents angles zénithaux pour un télescope (à gauche) et pour au moins deux télescopes en coïncidence parmi quatre (à droite). La condition de déclenchement comprend un seuil de PM de* 5×28 *mV et un seuil de secteur de* 3.5×42 *mV.*

Acceptances pour un télescope

θ_Z (degrés)	$\mathcal{A}_{th}$ (m^2)	E_{th} (GeV)	α	β
0	3.62×10^4	151	5.75	0.15
26	5.14×10^4	225	5.96	0.23
37	4.52×10^4	253	6.81	0.25
46	5.92×10^4	407	6.64	0.41
53	5.94×10^4	580	7.93	0.58

Acceptances pour au moins deux télescopes en coïncidence parmi quatre

θ_Z (degrés)	$\mathcal{A}_{th}$ (m^2)	E_{th} (GeV)	α	β
0	4.87×10^4	178	5.99	0.18
26	5.36×10^4	210	7.88	0.21
37	7.86×10^4	333	6.20	0.33
46	7.60×10^4	454	7.31	0.45
53	1.10×10^5	758	6.64	0.76

TAB. 14.1: *Paramètres d'ajustement de l'acceptance (équation 14.1)* E_{th}*,* $\mathcal{A}_{th}$*,* α *et* β *en fonction de l'angle zénithal* θ_Z *pour des acquisitions avec un télescope et pour au moins deux télescopes en coïncidence parmi quatre.*

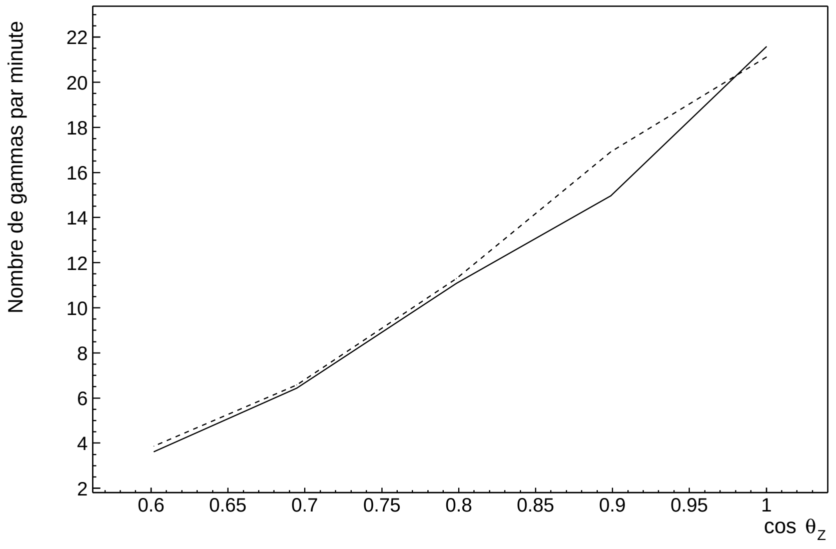


FIG. 14.2: *Nombre de gammas par minute au niveau du déclenchement en provenance de la nébuleuse du Crabe (équation 14.4) en fonction* $\cos\theta_Z$ *où* θ_Z *est l'angle zénithal. La courbe en trait plein est obtenue pour une acquistion avec un seul télescope, et la courbe tiretée pour une acquistion avec au moins deux télescopes en coïncidence parmi quatre (tirets). La condition de déclenchement comprend un seuil de PM de* 5×28 *mV et un seuil de secteur de* 3.5×42 *mV.*

et celui de la collaboration WHIPPLE [86] est

$$\frac{\mathrm{d}N_{WHIPPLE}}{\mathrm{d}E_{TeV}} = (3.2 \pm 0.17 \pm 0.60) \times 10^{-11} E_{TeV}^{-2.49 \pm 0.06 \pm 0.04} \ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{TeV}^{-1} \tag{14.6}$$

Le taux de gammas par minute déclenchant le détecteur, pour la nébuleuse du Crabe, est obtenu en combinant l'acceptance $\mathcal{A}(E)$ avec le flux mesuré. Il est représenté figure 14.2 en considérant la mesure de CAT.

14.2 Sélection des événements à partir des paramètres de Hillas

Les acquisitions sont effectuées en deux étapes. Lors de la première, le télescope est positionné de façon à garder la source au centre du champ de vue de la caméra pendant une période d'acquisition d'une demi-heure. Puis le télescope pointe vers un champ de vue décalé de trente minutes en ascension droite pour une acquisition d'une même durée. Ainsi les deux lots de données couvrent la même gamme en élévation (même profondeur d'atmosphère), avec des conditions atmosphériques équivalentes (transparence, fond diffus de ciel).

Comme la nébuleuse du Crabe est une source quasi-ponctuelle pour HESS, les distributions comparées des angles α des deux lots de données permettent de mettre en évidence un signal qui se traduit par un excès pour les petits angles α.

La significativité de ce signal est le rapport du signal sur le bruit de fond. On appelle n_{ON} le nombre d'événements mesurés pendant l'acquisition sur source, et n_{OFF} celui obtenu pendant l'acquisition décalée en ascension droite.

En pratique, la durée des deux acquisitions n'est pas exactement la même et le temps mort peut varier entre les deux périodes. On définit alors le temps d'acquisition efficace T_{ON}^{eff} (T_{OFF}^{eff}) pour l'acquisition sur source (hors source). Les valeurs de T_{ON}^{eff} et T_{OFF}^{eff} sont en général très proches (la différence est de l'ordre de 1%).

Ce temps efficace est obtenu de la façon suivante. On ajuste une loi exponentielle sur la distribution des temps entre deux événements consécutifs afin de déterminer le taux de déclenchement λ pour une caméra sans temps mort (voir figure 7.21). La durée de l'acquisition T donne le nombre d'événements attendus pour une caméra idéale (λT). Le nombre d'événements n effectivement enregistrés donne le temps efficace.

$$T^{eff} = \frac{n}{\lambda} \tag{14.7}$$

La significativité du signal vaut

$$\mathcal{S} = \frac{n_{ON} - n_{OFF}(T^{eff}_{ON}/T^{eff}_{OFF})}{\sqrt{n_{ON} + n_{OFF}(T^{eff}_{ON}/T^{eff}_{OFF})^2}} \tag{14.8}$$

Soit R_S le nombre d'événements enregistrés de signal par seconde et R_H le taux de déclenchement dû aux rayons cosmiques, en omettant les différences de temps efficaces entre les acquisitions, la significativité horaire s'écrit

$$\mathcal{S}/\sqrt{T^{eff}} = \frac{R_S\epsilon_S}{\sqrt{R_S\epsilon_S + 2R_H\epsilon_H}} \tag{14.9}$$

où ϵ_S et ϵ_H sont respectivement l'efficacité de sélection du signal gamma et celle des hadrons.

Les paramètres de Hillas permettent de discriminer les gammas des hadrons sur des critères de forme de l'image, et donc d'optimiser les valeurs de ϵ_S et ϵ_H pour maximiser la significativité.

Nous considérons des coupures sur la largeur des images σ_l, leur longueur σ_L, le paramètre de distance D, le rapport σ_L/I pour rejeter les muons et finalement l'angle α.

On optimise ces coupures par des comparaisons de simulations de gammas avec les données hors source. On n'utilise pas des simulations de rayons cosmiques car ces dernières demandent la génération d'un très grand nombre d'événements pour obtenir une statistique suffisante après coupures.

La méthode consiste à discrétiser l'espace défini par le jeu de coupures et sélectionner celles donnant la significativité la plus importante. La simulation de gammas considérée correspond au spectre de l'équation 14.4.

L'optimisation donne le jeu de coupures suivant que nous dénommerons CF.

$$\begin{array}{rcl} & \sigma_L & < 4.571 \text{ mrad} \\ 0.4 \text{ mrad} < & \sigma_l & < 1.37 \text{ mrad} \\ & D & < 16.25 \text{ mrad} \\ & \sigma_L/I & < 0.0153 \text{ mrad}.\gamma_e^{-1} \\ & \alpha & < 8^\circ \end{array}$$

Les significativités attendues à différents angles zénithaux pour le spectre 14.4 sont représentées table 14.2. L'efficacité de sélection des gammas est de l'ordre de 30 à 40% pour une réjection hadronique de 2×10^{-4}, un événement de données sur 5000 passe ces coupures de sélection.

14.3 Les résultats des coupures appliquées aux données

14.3.1 Mise en évidence du signal

Nous avons sélectionné 15 paires d'acquisition ON et OFF sur des critères de qualité. Ces critères sont basés essentiellement sur la clarté du ciel (obtenue avec les données du radiomètre) et sur la stabilité du taux de déclenchement. La fraction de temps efficace d'une acquisition à l'autre est comprise entre 60 et 70%. Le temps efficace total que l'on obtient est de 3 heures et 54 minutes.

θ_Z (deg)	ϵ_S	ϵ_H	$\left(\mathcal{S}/\sqrt{T/1\,\mathrm{h}}\right)$
46	0.305 ± 0.005	$(1.5 \pm 0.1) \times 10^{-4}$	6.80
53	0.395 ± 0.008	$(2.2 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	5.34

TAB. 14.2: *Efficacités des coupures CF sur les paramètres de Hillas à différents angles zénithaux θ_Z obtenues à partir de simulation de gammas dont le spectre est donné par l'équation 14.4 et résultats en terme de significativité horaire* $\left(\mathcal{S}/\sqrt{T/1\,\mathrm{h}}\right)$.

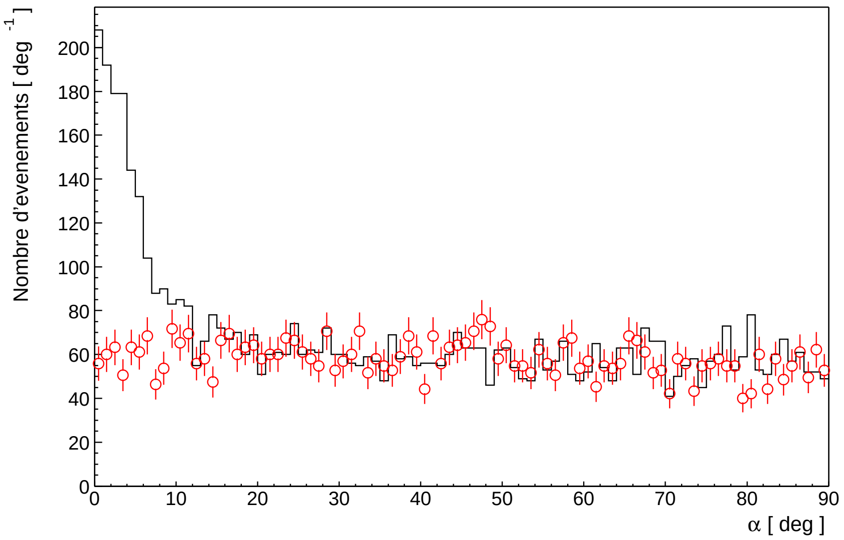


FIG. 14.3: *Distribution d'angle α après coupures pour 15 paires d'acquisition ON et OFF sur la nébuleuse du Crabe. On trouve une significativité de* $\mathcal{S} = 19.1$.

La distribution de l'angle α des événements passant le lot de coupures CF pour les acquisitions cumulées ON et OFF est représentée figure 14.3. Le rapport $T^{eff}_{ON}/T^{eff}_{OFF}$ sur l'ensemble des données est de 1.00692. On obtient $n_{ON} = 1316$ et $n_{OFF} = 496$ donnant une significativité totale $\mathcal{S}$ de 19.1 et une significativité horaire de $\left(\mathcal{S}/\sqrt{T_{eff}/1\,\mathrm{h}}\right) = 9.7$.

Nous représentons sur la figure 14.4 le nombre de gammas par minute de temps efficace obtenus dans les données en fonction de l'angle zénithal, ainsi que la prédiction de la simulation avec les spectres définis par les équations 14.4, 14.5 et 14.6.

En se limitant aux acquisitions pour un angle zénithal compris entre 45.3 et 47.9°, on obtient un taux d'événements de signal moyen de 3.7 ± 0.2 gammas par minute.

Cela est à comparer avec le flux prédit à partir des simulations, flux compris entre 2.35 ± 0.6 et 2.95 ± 0.6 gammas par minute pour les spectres obtenus par les collaborations CAT et WHIPPLE.

L'écart d'un facteur 1.6 ± 0.4 entre les données et la prédiction de la simulation avec le spectre de CAT explique l'écart en terme de significativité horaire que nous observons entre les données et la prédiction.

14.3.2 Comparaison des paramètres des images aux simulations

Cette extraction du signal permet de construire les distributions des paramètres de Hillas des événements ressemblant à des gammas par soustraction des distributions obtenues à partir des données ON et OFF. Ces distributions peuvent être comparées aux simulations. Ces comparaisons sont représentées figure 14.5 pour les distributions des paramètres de Hillas et figure 14.6 pour les distributions

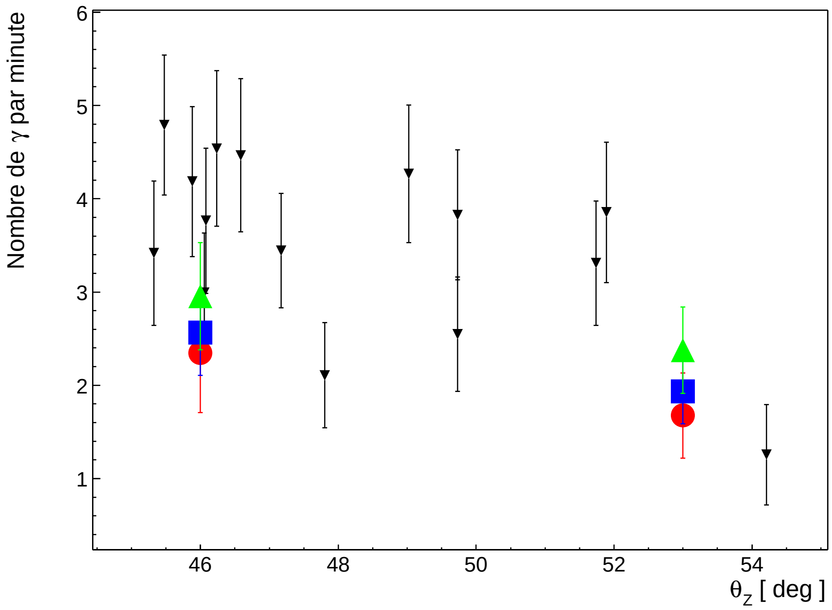


FIG. 14.4: *Nombre de gammas par minute de temps efficace obtenus dans les données en fonction de l'angle zénithal. Chaque triangle pointant vers le bas avec barre d'erreur correspond à une paire ON/OFF (la barre d'erreur correspond à l'incertitude statistique). Les carrés correspondent au signal attendu à partir des simulations pour le flux mesuré par l'expérience CAT (Eq. 14.4), les ronds pour le flux de HEGRA (Eq. 14.5), et les triangles pointant vers le haut pour le flux de WHIPPLE (Eq. 14.6). Pour ces données, les barres d'erreurs sont dominées par les incertitudes systématiques.*

de charge dans les dix pixels les plus brillants. On trouve un bon accord entre données et simulations pour l'ensemble de ces distributions, exceptée pour σ_L/I où l'on note un décalage vers les grandes valeurs de σ_L/I dans les simulations par rapport aux données.

Le bon accord sur les distributions de charge dans les pixels brillants permet de conclure que la simulation du déclenchement est satisfaisante. La comparaison des distributions de largeur d'image σ_l montre que la résolution angulaire de l'instrument est correcte dans les simulations.

14.3.3 Incertitude sur l'absorption atmosphérique

Une variation de l'efficacité globale de collection de la lumière d'un facteur de 15% ne modifie pas significativement ces distributions. Nous avons montré précédemment que la collection de lumière pour les muons peut être ajustée avec la distribution de σ_L/I. Mais cet étalonnage ne permet pas de s'affranchir des incertitudes sur l'absorption des photons Cherenkov dans la haute atmosphère. Il est raisonnable de considérer que l'incertitude sur la transmission atmosphérique pour des photons Cherenkov verticaux entre 10 km d'altitude et le sol est de l'ordre de 10%. C'est la différence que l'on obtient en considérant une absorption proportionnelle à la densité atmosphérique et un modèle tenant compte d'une modification de la composition de l'atmosphère en fonction de l'altitude ajusté sur des observations [58]. Pour un angle zénithal de 45°, cette incertitude atteint 15%.

En simulant un spectre en loi de puissance avec un indice différentiel $(-\alpha)$, nous avons vérifié qu'une variation de l'efficacité de collection d'un facteur $(1 + \epsilon)$ augmente le nombre de gammas détectés d'un facteur $\sim (1 + (\alpha - 1) \times \epsilon)$ (l'erreur associée à cette approximation est inférieure à 5% pour $\epsilon < 20\%$).

Une incertitude sur l'efficacité de collection de lumière ϵ de 15% entraîne donc une incertitude

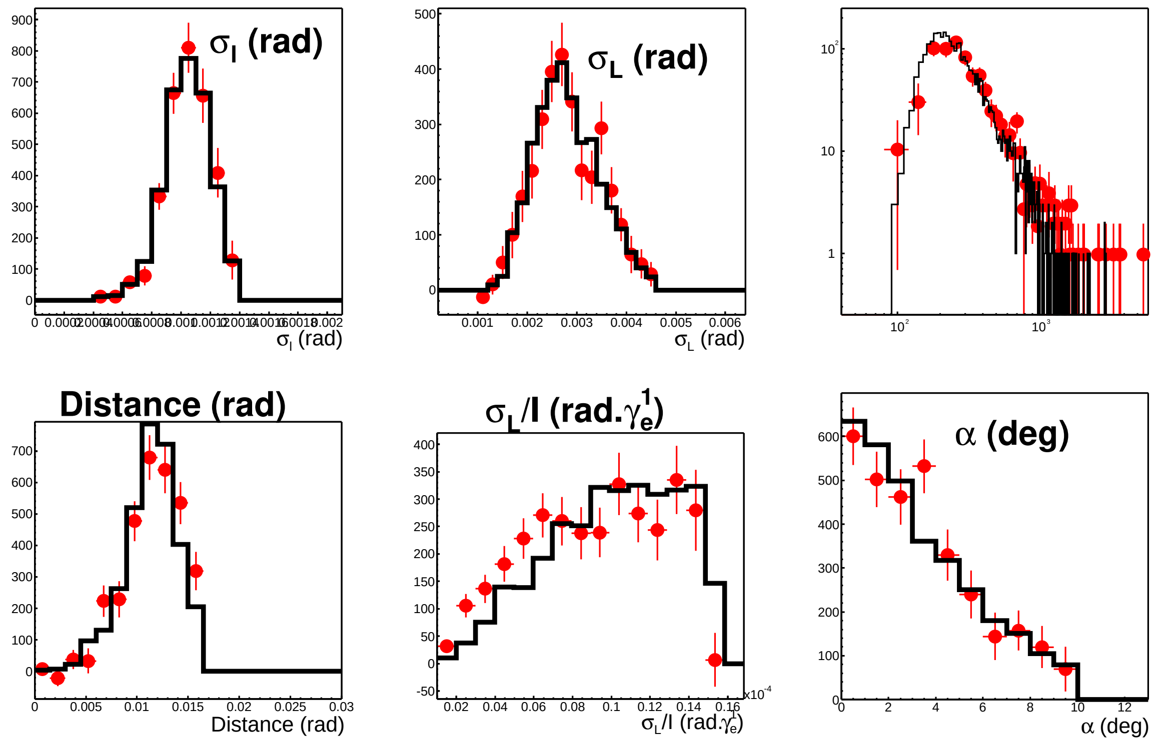


FIG. 14.5: *Distributions des paramètres de Hillas pour des simulations de gammas à 46° du zénith (histogrammes) et pour les données du Crabe où les distributions des acquisitions hors source ont été soustraites à celles sur source (points avec barre d'erreur statistique). La figure en haut à droite représente la distribution d'intensité dans l'image en coordonnées logarithmiques.*

systématique de l'ordre de 28% sur le flux du Crabe.

D'autre part, en faisant varier l'indice spectral de la loi de puissance entre -2.49 et -2.87, on estime que l'incertitude sur le flux différentiel à 1 TeV à partir du nombre d'événements mesurés est de l'ordre de 3%.

Le flux différentiel à 1 TeV que l'on obtient en considérant cette gamme en indices spectraux vaut :

$$\left.\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_{TeV}}\right|_{E=1\,\mathrm{TeV}} = (4.16 \pm 0.27_{\mathrm{stat}} \pm 1.17_{\mathrm{sys}}) \times 10^{-11}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{TeV}^{-1} \tag{14.10}$$

Ce résultat est comparé aux flux obtenus par les autres expériences que nous avons présentées sur la figure 14.7. On observe une différence systématique entre le flux que nous avons estimé et celui mesuré par les autres expériences. Ces résultats sont cependant compatibles entre eux compte tenu des incertitudes systématiques. La nébuleuse du Crabe est observée à basse élévation par HESS, ce qui implique une augmentation de l'incertitude systématique due à l'absorption atmosphérique (cette même incertitude sur l'absorption atmosphérique n'entraîne qu'une incertitude de 20% sur le flux mesuré par l'expérience CAT qui observe la nébuleuse du Crabe à un angle zénithal moyen de 20°).

14.4 Estimation de la sensibilité pour une source ponctuelle

Pour une source dont le spectre différentiel est $(\mathrm{d}N_S/\mathrm{d}E)$, la significativité horaire pour un flux intégral au-dessus d'une énergie E_0 s'obtient à partir de l'équation 14.9 en remplaçant $R_S\epsilon_S$ et $R_H\epsilon_H$

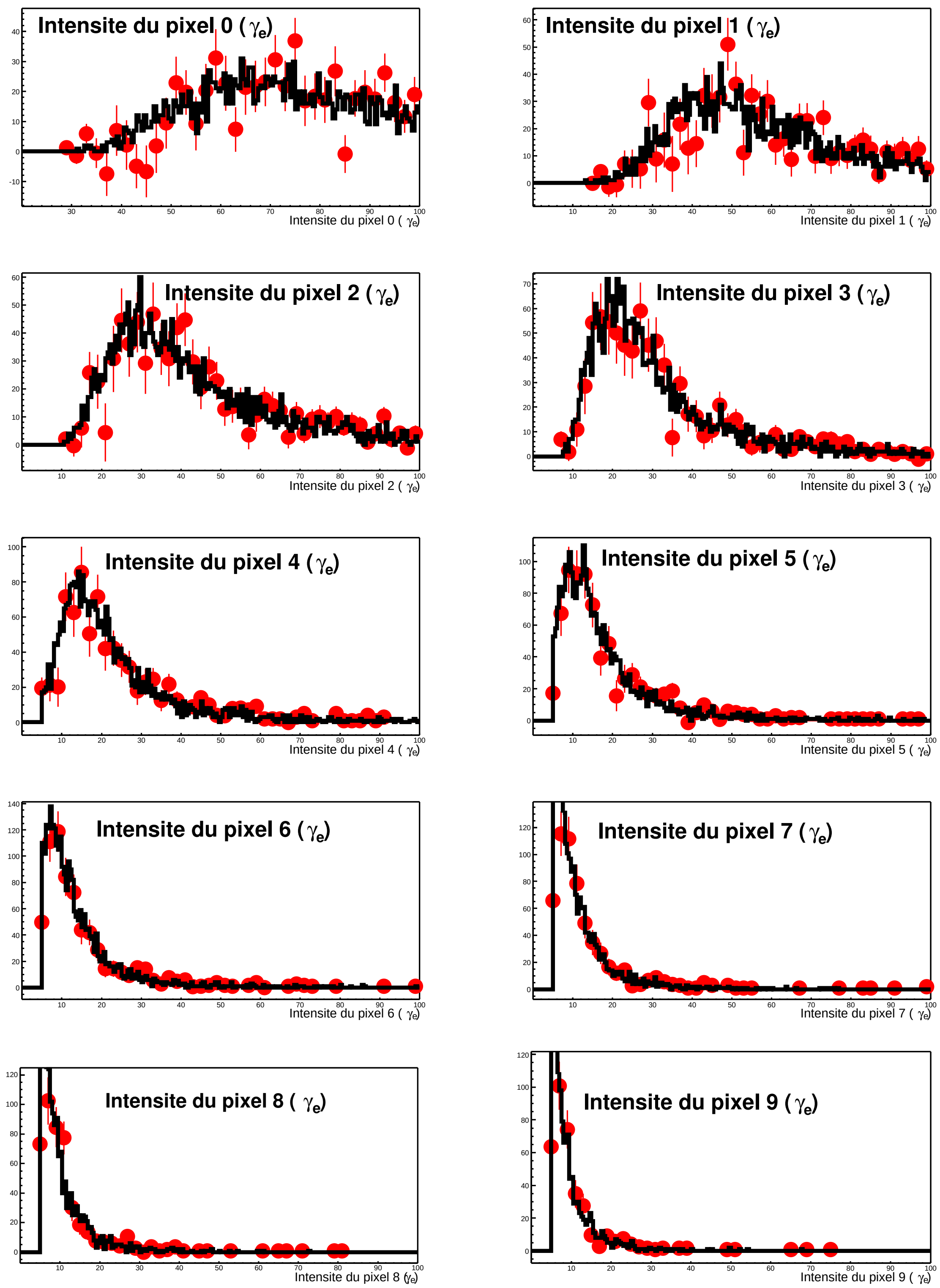


FIG. 14.6: *Distributions des intensités des pixels les plus brillants pour des simulations de gammas à 46° du zénith (histogrammes) et pour les données du Crabe où les distributions des acquisitions hors source ont été soustraites à celles sur source (points avec barre d'erreur statistique).*

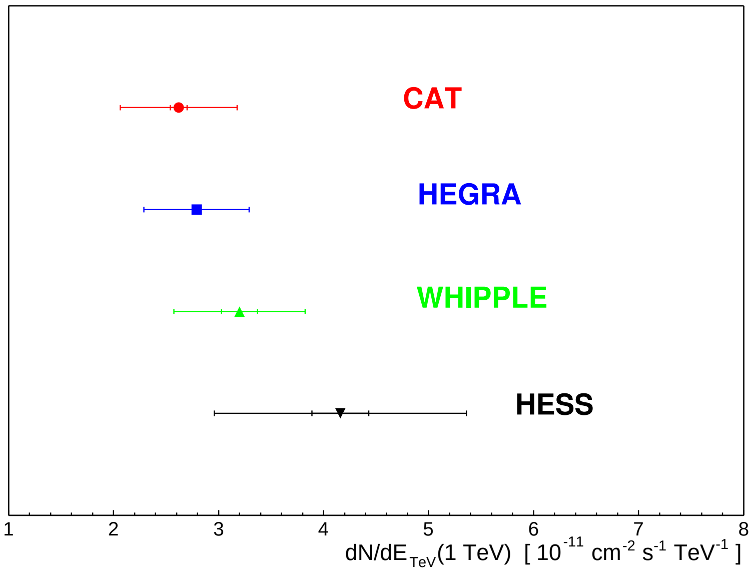


FIG. 14.7: *Comparaison du flux différentiel à 1 TeV en provenance de la nébuleuse du Crabe estimé à partir des données de HESS avec les résultats des expériences CAT [84], HEGRA [85] et WHIPPLE [86].*

par

$$\langle R_S \epsilon_S \rangle_{E_0} = \int_{E>E_0} \frac{\mathrm{d}N_S}{\mathrm{d}E} \, \mathcal{A}(E) \, \epsilon_S(E) \, \mathrm{d}E \tag{14.11}$$

et

$$\langle R_H \epsilon_H \rangle_{E_0} = \int_{E,\, E_{had}(E)>E_0} \frac{\mathrm{d}N_H}{\mathrm{d}E} \, \mathcal{A}_{had}(E) \, \epsilon_H(E) \, \mathrm{d}E \tag{14.12}$$

où $\mathcal{A}_{had}(E)$ est l'acceptance aux hadrons d'énergie E. $E_{had}(E)$ est l'énergie que l'on obtient à partir d'une reconstruction dédiée aux images de gerbes de gammas et appliquée à un événement hadronique d'énergie E.

Dans une première tentative d'estimation de la sensibilité, nous sommes amené à effectuer plusieurs approximations en nous basant sur les premiers résultats d'analyse présentés dans le paragraphe précédent.

Nous faisons l'approximation que l'efficacité de réjection des hadrons ne dépend ni de l'énergie ni de l'angle zénithal. Nous prendrons une efficacité $\epsilon_H = 1.5 \times 10^{-4}$ qui a été obtenue pour le lot de coupure CF.

La variation du taux de déclenchement $R_H(\theta_Z)$ en fonction de l'angle zénithal a été présentée dans la section 13.1.4 (voir figure 13.6) ; nous avions vu que :

$$R_H(\theta_Z) \simeq (265\,\mathrm{Hz}) \times \cos\theta_Z \tag{14.13}$$

En considérant une loi de puissance d'indice différentiel -2.7 pour les hadrons, l'équation 14.12 s'écrit

$$\langle R_H \epsilon_H \rangle_{E_0} = R_H(\theta_Z) \, \epsilon_H \, C \int_{E,\, E_{had}(E)>E_0} E^{-2.7} \, \mathcal{A}_{had}(E) \, \mathrm{d}E \tag{14.14}$$

où C est une constante telle que $\langle R_H \epsilon_H \rangle_{E_0=0} = R_H(\theta_Z) \, \epsilon_H$.

Les événements hadroniques passant les coupures de sélection ressemblent beaucoup à des gammas, de sorte que
$\mathcal{A}_{had}(E) \simeq \mathcal{A}(E_{had}(E))$.

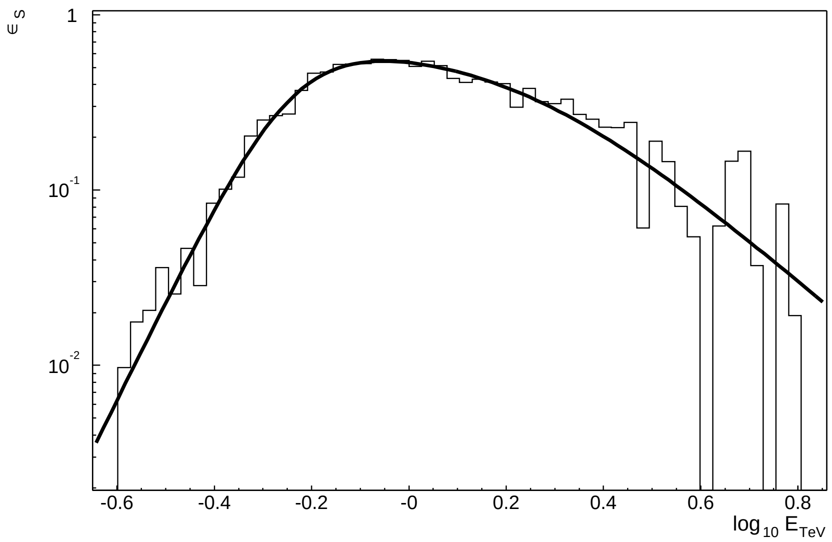


FIG. 14.8: *Efficacité de sélection des gammas en fonction de l'énergie pour le lot de coupures CF à 46° du zénith. La courbe représente un ajustement par la fonction 14.18.*

En première approximation, l'énergie reconstruite $E_{had}(E)$ est proportionnelle à l'énergie E du hadron. Nous pouvons alors effectuer le changement de variable $E \to E_{had}(E)$ et on obtient

$$\langle R_H \epsilon_H \rangle_{E_0} = R_H(\theta_Z)\, \epsilon_H\, C' \int_{E_{had}>E_0} E_{had}^{-2.7}\ \mathcal{A}(E_{had})\ \mathrm{d}E_{had} \tag{14.15}$$

où C' est une constante de normalisation qui s'obtient de la même façon que C.

Pour obtenir une significativité supérieure à $\mathcal{S}_m$, le taux d'événement de signal $\langle R_S \epsilon_S \rangle_{E_0}$ doit être supérieur à la valeur suivante.

$$\langle R_S \epsilon_S \rangle_{E_0} > \frac{\mathcal{S}_m}{2\sqrt{T}} \left[\frac{\mathcal{S}_m}{\sqrt{T}} + \sqrt{\frac{\mathcal{S}_m^2}{T} + 8\, \langle R_H \epsilon_H \rangle_{E_0}} \right] \tag{14.16}$$

Pour un temps d'acquisition T suffisamment long, cette condition s'écrit

$$\langle R_S \epsilon_S \rangle_{E_0} > \mathcal{S}_m \sqrt{\frac{2\, \langle R_H \epsilon_H \rangle_{E_0}}{T}} \tag{14.17}$$

A titre d'exemple, pour $\mathcal{S}_m = 5$, $T = 1$ h, et pour une acquisition au zénith, $(S_m^2/T) \simeq 7 \times 10^{-3}$ est négligeable en comparaison de $8\, \langle R_H \epsilon_H \rangle_0 \simeq 0.3$.

L'efficacité de sélection des gammas ϵ_S est représentée en fonction de l'énergie figure 14.8 pour une simulation de gammas à $46°$ du zénith avec le lot de coupure CF. On note que cette efficacité est très piquée autour de 1 TeV. Cela explique que l'on peut extraire le flux différentiel à 1 TeV pour la nébuleuse du Crabe à partir du nombre d'événements passant les coupures de sélection.

$\epsilon_S(E, \theta_Z)$ est ajustée par une loi de la forme

$$\epsilon_S(E, \theta_Z) = \epsilon_0 \left[1 + a \left(\exp\left[\frac{-\log_{10}(E) + \log_{10}(E_1)}{b_1} \right] + \exp\left[\frac{\log_{10}(E) - \log_{10}(E_2)}{b_2} \right] \right) \right]^{-1} \tag{14.18}$$

L'énergie E_1 définit la coupure à basse énergie. Elle est proportionnelle au seuil de déclenchement et varie donc en fonction de l'angle zénithal. Nous négligeons la dépendance en angle zénithal des

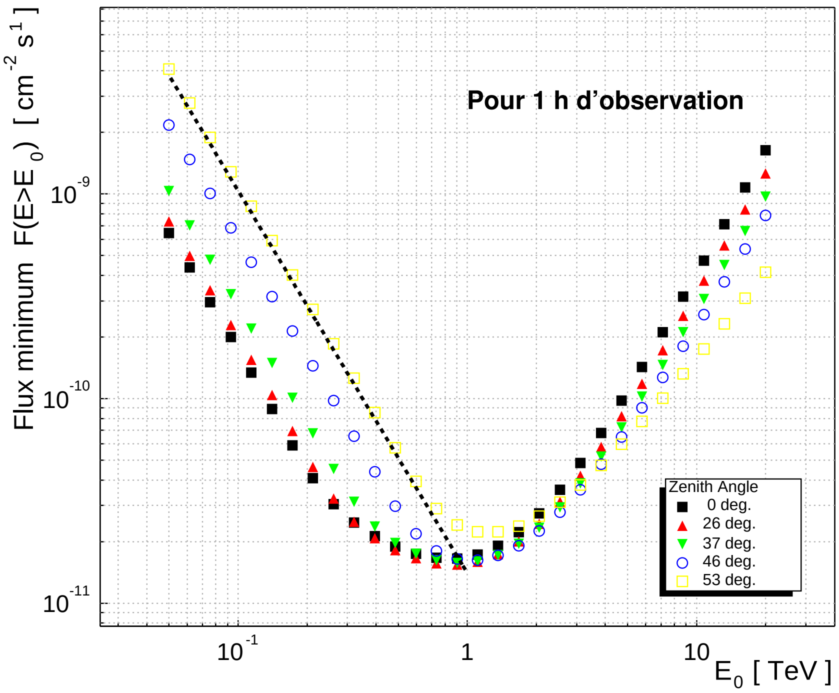


FIG. 14.9: *Courbes de sensibilité pour un flux intégré au-dessus d'une énergie E_0 à différents angles zénithaux, pour une source ponctuelle. Le temps efficace d'observation est d'une heure. Le spectre considéré est une loi de puissance d'indice spectral -2.87. La courbe tiretée représente le flux de la nébuleuse du Crabe observé par l'expérience CAT (voir équation 14.4).*

autres paramètres ϵ_0, E_2, b_1 et b_2 et utilisons les résultats d'ajustement sur les simulations à $46°$ pour estimer $\epsilon_S(E, \theta_Z)$.

La figure 14.9 représente les courbes de sensibilité pour une source ponctuelle de spectre en loi de puissance d'indice (-2.87). Le temps d'acquisition est d'une heure et la significativité minimale vaut $S_m = 5$. Ces sensibilités sont obtenues pour des angles zénithaux de 0, 26, 37, 46 et 53 degrés.

La courbe tiretée représente le flux du crabe mesuré par l'expérience CAT. On note que l'on retrouve la significativité horaire pour le flux du crabe mesuré par CAT à $53°$ d'angle zénithal que nous avons obtenu précédemment (voir table 14.2).

Ces sensibilités s'appliquent pour des sources de taille angulaire inférieure à la résolution angulaire d'un télescope de HESS que nous avons estimée (section 11.2.3) à $\sigma_{80} = 0.24°$ (rayon pour un niveau de confiance de 80%) (voir figure 11.6).

Pour des sources étendues de rayon angulaire r_{80}^S, on peut estimer la sensibilité à partir des résultats obtenus pour une source ponctuelle. Le nombre d'événements de bruit augmente proportionnellement à la surface angulaire de la source dans la caméra. Ainsi, la sensibilité s'obtient en modifiant l'efficacité de sélection des événements hadroniques par,

$$\epsilon_H \left(r_{80}^S > \sigma_{80} \right) \simeq \epsilon_H \times \left(\frac{r_{80}^S}{\sigma_{80}} \right)^2 \tag{14.19}$$

14.5 Conclusion

L'analyse des données en provenance de la nébuleuse du Crabe nous a permis d'extraire un signal avec une significativité de 19.1. Ces données nous ont permis d'estimer le flux différentiel du Crabe à

1 TeV ; le résultat obtenu est compatible avec celui des autres expériences Cherenkov atmosphérique. Les événements gammas sélectionnés ont été comparés aux simulations. On obtient un bon accord qui valide l'ensemble de la chaîne de simulation. Cette analyse nous a permis d'estimer la sensibilité d'un télescope de HESS pour différents angles zénithaux. Nous utiliserons ces résultats dans le dernier chapitre afin d'évaluer le potentiel de HESS pour la détection de matière noire supersymétrique.

Quatrième partie

Recherche de matière noire supersymétrique avec HESS

Chapitre 15

Matière noire froide

Le modèle du Big-Bang, modèle standard de la cosmologie, fut proposé dans les années 20 par Friedmann et Lemaître. Dans le cadre de ce modèle, les équations de la relativité générale appliquées à un univers globalement homogène et isotrope conduisent à un univers en expansion défini par l'équation de Friedmann.

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} + H_0^2(1-\Omega_0)(a(t_0)/a)^2 \tag{15.1}$$

Nous avons introduit dans cette équation le paramètre d'échelle a et sa dérivée $\dot{a}$ par rapport au temps, ρ est la densité totale d'énergie. La constante de Hubble H_0 définit le taux d'expansion de l'univers aujourd'hui. Ω_0 est la densité totale d'énergie de l'univers aujourd'hui en unité de la densité critique $\rho_c \equiv 3/(8\pi G)$.

$$\Omega_0 \equiv \frac{8\pi G\rho(t_0)}{3} \tag{15.2}$$

Les modèles d'inflation prédisent que l'univers subit une expansion rapide conduisant à une géométrie plane de l'univers avec $\Omega_0 = 1$.

La densité d'énergie est composée de matière, de rayonnement et d'une constante cosmologique Λ. Nous appelons Ω_m, Ω_r et Ω_Λ leurs densités respectives aujourd'hui en unité de la densité critique.

En introduisant le facteur d'échelle réduit $\hat{a}(t) \equiv a(t)/a(t_0)$, l'équation de Friedmann s'exprime comme

$$H^2 = H_0^2\left(\Omega_m\hat{a}^{-3} + \Omega_r\hat{a}^{-4} + \Omega_\Lambda + (1-\Omega_0)\hat{a}^{-2}\right) \tag{15.3}$$

Dans le cadre du modèle appelé ΛCDM, la constante cosmologique Ω_Λ est non nulle, et la matière est dominée par un ou plusieurs types de particules non relativistes au moment de l'égalité matière-rayonnement, à savoir lorsque $\hat{a} \sim \Omega_r/\Omega_m$.

Dans ce modèle, la formation des structures s'explique par la croissance, par instabilité gravitationnelle, de fluctuations primordiales de densité. Une classe de modèles dits "inflationnaires" prédit que ces fluctuations primordiales sont dues aux fluctuations quantiques d'un champ, l'inflaton. Dans le cas d'un champ scalaire, si la dérivée du champ par rapport au temps est faible devant la dérivée du potentiel par rapport au champ (nous détaillerons le cas d'un champ scalaire à la fin de ce chapitre), sa densité d'énergie est quasiment constante. Ainsi, le facteur d'échelle croît exponentiellement en fonction du temps : $a/a_1 = \exp(H_1(t-t_1))$ (où a_1 et H_1 sont le facteur d'échelle et le paramètre de Hubble à un temps t_1 où l'univers est dominé par la densité constante du champ).

Cette expansion rapide de l'univers implique une augmentation de l'horizon, et permet de résoudre le problème de causalité posé par l'homogénéité de température (les fluctuations étant inférieures à

10^{-4}) observée du fond micro-onde cosmologique sur l'ensemble du ciel. Les fluctuations quantiques d'un tel champ sont gaussiennes, et on peut montrer que leur spectre de puissance est invariant d'échelle.

Nous présentons dans une première partie le succès de ce modèle ΛCDM, à reproduire les observations les plus récentes sur les fluctuations du fond micro-onde cosmologique. Nous confrontons ces résultats avec des mesures indépendantes des paramètres cosmologiques basées sur l'observation des grandes structures de l'univers, la mesure de distance de luminosité par l'étude des supernovæ de type Ia, et la fraction de deutérium dans l'univers. Ces données complémentaires permettent de valider le modèle et d'affiner les estimations en levant des dégénérescences sur certains paramètres comme la densité totale d'énergie (Ω_0). Il ressort de ces résultats expérimentaux que l'univers est probablement plat et que son expansion est aujourd'hui en accélération.

La seconde partie est dédiée aux implications de ce modèle sur les structures de matière noire à l'échelle galactique. Cette étape est indispensable pour pouvoir estimer les flux gamma provenant de l'annihilation des neutralinos dans les halos galactiques, puisque ce flux est directement relié à la densité de matière noire dans les halos. Les profils de densité des halos de matière noire à cette échelle ne peuvent être obtenus par des théories perturbatives. Ils sont tirés de simulations à N-corps. La confrontation des prédictions de ces simulations numériques avec les observations concernant la dynamique des galaxies, le champ de vitesse des étoiles et la répartition de la masse baryonique visible sont sujets à controverse. Nous essaierons de dégager les principales conclusions des nombreux résultats expérimentaux.

15.1 Paramètres cosmologiques

15.1.1 Fond micro-onde cosmologique (CMB)

Les valeurs des paramètres cosmologiques sont principalement contraintes par les mesures du fond micro-onde cosmologique (CMB), et en particulier par le spectre de puissance des anisotropies de température. La carte des écarts de température sur le ciel $\Delta T(\mathbf{n})$ selon une direction $\mathbf{n}$ est obtenue à partir de la température mesurée à laquelle on soustrait la température moyenne de 2.725 ± 0.01 K et l'effet Doppler dû au mouvement propre du système solaire de $(3.358 \pm 0.02)\cos\theta$ mK, où θ est l'angle polaire par rapport au mouvement du soleil.

La carte des $\Delta T(\mathbf{n})$ peut être développée en harmoniques sphériques,

$$\Delta T(\mathbf{n}) = \sum_{l>0} \sum_{m=-l}^{l} a_{lm} Y_{lm}(\mathbf{n}) \tag{15.4}$$

$$a_{lm} = \int d\Omega_{\mathbf{n}} \Delta T(\mathbf{n}) Y^*_{lm}(\mathbf{n}) \tag{15.5}$$

$$\tag{15.6}$$

où les $Y_{lm}(\mathbf{n})$ sont les harmoniques sphériques. La variance de la température sur un angle solide $\Delta\theta$ vaut

$$\left\langle \Delta T^2_{\Delta\theta} \right\rangle = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\, C_l \left| W_l(\Delta\theta) \right|^2 \tag{15.7}$$

$$C_l = \left\langle |a_{lm}|^2 \right\rangle_m \tag{15.8}$$

$$W_l(\Delta\theta) = \frac{2}{l(l+1)} \frac{\mathrm{d}P_l}{\mathrm{d}(\cos\theta)}(\cos\theta) \tag{15.9}$$

où les P_l sont les polynômes de Legendre. $W_l(\Delta\theta) \simeq 1$ pour $l \ll 1/\Delta\theta$ et tend vers zéro pour les grandes valeurs de l. Le spectre de puissance des anisotropies de température est usuellement représenté par $l(l+1)\,C_l/2\pi$ en fonction de $\ln l$, valeur qui chiffre la contribution à la fluctuation de température par intervalle logarithmique de l.

Les résultats de l'expérience WMAP [87] au bout d'un an d'observation de l'ensemble du ciel permettent d'obtenir ce spectre jusqu'à un moment multipolaire de l'ordre de 900 avec une précision nettement supérieure aux expériences précédentes. L'ajustement de ce spectre par un modèle ΛCDM est représenté sur la figure 15.1.

Ces données sont compatibles avec un modèle ΛCDM en considérant un univers plat Ω_0=1, et un spectre de puissance des fluctuations primordiales de densité en loi de puissance. Les six paramètres libres du modèle sont la constante de Hubble h en unités de 100 km.s^{-1}.Mpc^{-1}, la densité relique de matière baryonique Ω_b, de matière noire froide Ω_m, la densité d'énergie associée à la constante cosmologique Ω_Λ, l'indice spectral des fluctuations primordiales n_s, un paramètre de normalisation des amplitudes des fluctuations A et la profondeur optique τ, paramètre chiffrant l'absorption des photons du CMB lors de leur trajet depuis la surface de découplage matière-rayonnement.

L'ajustement de ce modèle à six paramètres libres sur le spectre de puissance des anisotropies de température et de polarisation conduit à un χ^2 par degré de liberté de 1.066 pour 1342 degrés de liberté. Le modèle ΛCDM rend ainsi compte des données. On obtient pour les paramètres qui vont nous intéresser par la suite :

$$
\begin{aligned}
h &= 0.72 \pm 0.05 \\
\Omega_b h^2 &= 0.024 \pm 0.001 \\
\Omega_m h^2 &= 0.14 \pm 0.02 \\
n_s &= 0.99 \pm 0.04
\end{aligned}
$$

15.1.2 Autres estimations des paramètres cosmologiques

Dans ce paragraphe, nous comparons les résultats de WMAP avec d'autres observations afin de tester le modèle ΛCDM d'une part et d'en affiner certains paramètres d'autre part.

Distance de Hubble

Les Céphéïdes sont des étoiles variables dont la période de pulsation est très stable et corrélée à leur luminosité. Le Hubble Key Project [91] utilise ces chandelles standards pour étalonner d'autres estimateurs de distance permettant ainsi une mesure précise de la constante de Hubble. On obtient $h = 0.72 \pm 0.03(\mathrm{stat.}) \pm 0.07(\mathrm{systematic})$ compatible avec l'ajustement du modèle ΛCDM sur les données de WMAP.

Amplitude des fluctuations de densité

L'amplitude des fluctuations spatiales de densité $\Delta M_R/M_R$ est caractérisée par sa valeur à une échelle de distance $R = 8h^{-1}$ Mpc que l'on appelle σ_8.

Cette valeur est estimée à partir des micro-lentilles gravitationnelles [92], du champ de vitesses des galaxies [93], et de la fonction de masse des amas de galaxie [94]. Chacune de ces méthodes conduit à des valeurs σ_8 comprises entre 0.72 et 0.96 compatibles avec la valeur de 0.9 ± 0.1 tirée du modèle ΛCDM (elle est liée au paramètre de normalisation A) ajustée sur les données de WMAP.

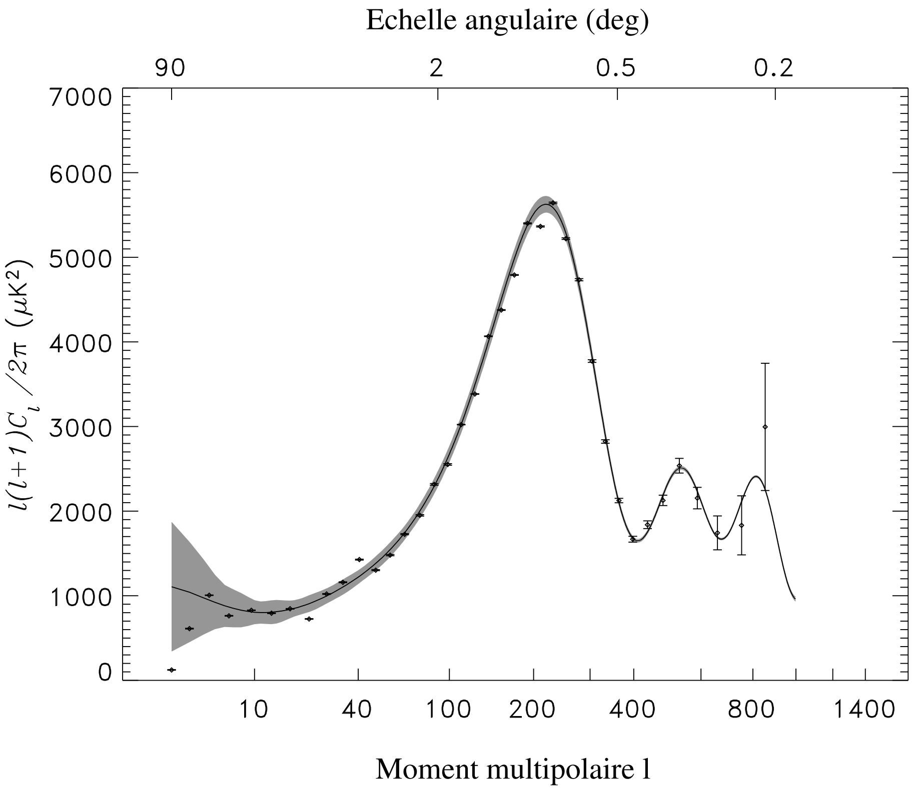


FIG. 15.1: *Spectre de puissance des anisotropies de température obtenu par l'expérience WMAP [87] (points avec barre d'erreur à 1 σ). La courbe représente le meilleur modèle ΛCDM ajusté [88].*

Structures à grande échelle

Le spectre de puissance $P(k)$ des fluctuations de densité peut être obtenu par un comptage des galaxies lointaines. Il existe cependant un biais b entre les fluctuations de densité en nombre des galaxies (ρ_{gal}) et celle de la masse totale dans les halos ($\rho_{\rm tot}$).

$$\frac{\delta\rho}{\rho_{\rm gal}} = b\frac{\delta\rho}{\rho_{\rm tot}} \tag{15.10}$$

Ce biais peut être ajusté pour une valeur de la constante de Hubble et de la densité de matière Ω_m. L'expérience 2dFGRS [95] a permis de mesurer le *redshift* (décalage vers le rouge) z de plus de 140000 galaxies jusqu'à $z \simeq 0.25$. Un ajustement des données de WMAP et de 2dFGRS donne

$$\beta \equiv \Omega_m^{0.6}/b = 0.45 \tag{15.11}$$

Cela est en bon accord avec une estimation indépendante donnant $\beta = 0.43 \pm 0.07$ [97].

Densité de baryons

La valeur de la densité de baryons Ω_b permet d'estimer l'abondance de deutérium à partir du modèle standard de nucléosynthèse primordiale. La valeur tirée du modèle ΛCDM sur les données de WMAP implique un rapport deutérium hydrogène de $[D]/[H] = 2.37^{+0.19}_{-0.21} \times 10^{-5}$. L'observation de raies d'absorption dans le spectre des quasars donne des valeurs comprises entre 1.65×10^{-5} et 4×10^{-5} selon les expériences, en accord avec le modèle ΛCDM.

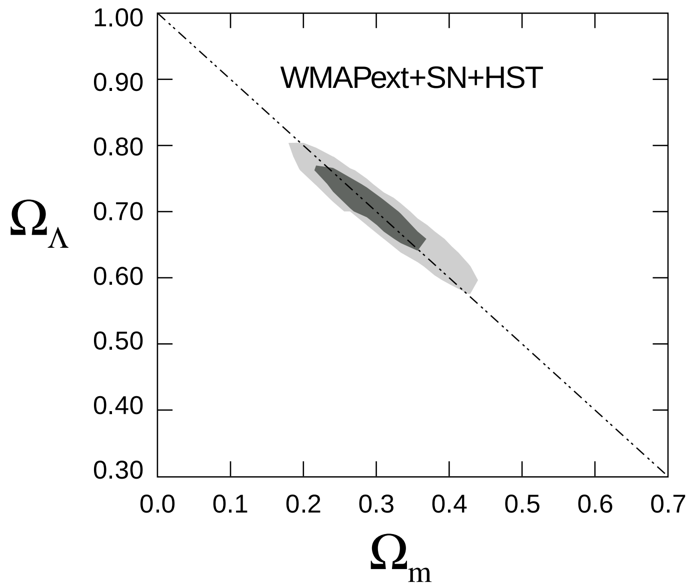


FIG. 15.2: *Contraintes sur Ω_Λ et Ω_m obtenues à partir des données de WMAP, CBI, ACBAR, Hubble Key Project, et SN Ia. Cette figure est tirée de [88].*

Supernovæ de type Ia

Il existe une relation supposée universelle entre la luminosité maximum des supernovæ de type Ia (SN Ia) et l'étalement temporel de leur courbe de lumière. On obtient alors une chandelle standard qui permet d'estimer la distance de luminosité. Si l'on peut obtenir par ailleurs le *redshift* de la galaxie hôte, cela permet de contraindre certains paramètres cosmologiques. En effet la distance de luminosité en fonction du redshift z s'écrit à l'ordre 2 en z :

$$d_L(z) = H_0^{-1}\left[1 - \frac{1+q_0}{2}\right](1+z) \tag{15.12}$$

où $q_0 = \Omega_m/2 - \Omega_\Lambda$ chiffre la décélération de l'expansion de l'univers.

Les résultats de WMAP comparés à ceux des SN Ia [98] sont compatibles et complémentaires.

Ces derniers peuvent être exploités pour contraindre Ω_0. En effet, les données du CMB seules ne permettent pas d'apporter de contraintes significatives si l'on ne borne pas la valeur de H_0. Les données combinées de WMAP avec d'autres expériences sur le CMB (CBI [89] et ACBAR [90]) et les contraintes apportées par les SN Ia permettent d'obtenir $\Omega_0 = 1^{+0.06}_{-0.02}$. Si l'on tient compte de la mesure de H_0 par le Hubble Key Project, on obtient une mesure plus précise $\Omega_0 = 1.02^{+0.02}_{-0.02}$ (voir figure 15.2).

15.1.3 Conclusion

L'ensemble des dernières observations valident le modèle cosmologique ΛCDM, où le Big Bang est suivi d'une phase d'inflation donnant un univers aujourd'hui plat, dominé par une énergie du vide.

En combinant les résultats de WMAP, CBI, ACBAR, 2dFGRS et Lyman α [96], on obtient les contraintes suivantes sur les paramètres du modèle ΛCDM :

$$\begin{aligned} h &= 0.71^{+0.04}_{-0.03} \\ \Omega_b h^2 &= 0.0224 \pm 0.0009 \\ \Omega_m h^2 &= 0.135^{+0.008}_{-0.009} \end{aligned}$$

Il reste cependant deux inconnues de taille. La première est la nature du vide et en particulier l'évolution de Ω_Λ, et la seconde la nature de la matière noire non-baryonique.

Aujourd'hui, la température du CMB valant 2.725 K, la densité d'énergie des photons vaut $\rho_\gamma \simeq 4.64 \times 10^{-31}$ kg.m^{-3}, de sorte que $\Omega_\gamma h^2 = 2.47 \times 10^{-5}$.

Si Ω_Λ est une constante, à l'époque de l'égalité matière rayonnement, $\hat{a}_{eq} = 1.68\,\Omega_\gamma/\Omega_m$ (car la densité de radiation évolue comme $\hat{a}^{-4}$ et la densité de matière comme $\hat{a}^{-3}$; le facteur 0.68 provient des neutrinos relativistes). Ainsi $\hat{a}_{eq} = 1.83 \times 10^{-4}$ et, donc à cette époque,
$(\Omega_\Lambda/\Omega_m)(\hat{a}_{eq}) \simeq 4 \times 10^{-11}$.

Autrement dit, la constante cosmologique devait être ajustée à 10^{-11} par rapport à la densité de matière à l'époque de l'égalité matière rayonnement pour qu'elle soit du même ordre de grandeur que Ω_m aujourd'hui.

Cela semble indiquer une faiblesse dans la théorie. Une solution à ce problème est fournie par les modèles de quintessence. Pour ces modèles, on considère un champ scalaire Q dont le lagrangien s'exprime par

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu Q \partial_\nu Q - V(Q) \tag{15.13}$$

On en déduit l'équation du mouvement suivante,

$$g^{\mu\nu} \partial_\mu Q \partial_\mu Q + \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}Q} = 0 \tag{15.14}$$

Le tenseur d'énergie impulsion $T_{\mu\nu}$ vérifiant l'équation de conservation $(\partial^\mu T_{\mu\nu} = 0)$ s'exprime par

$$T_{\mu\nu} = \partial_\mu Q \partial_\nu Q - g_{\mu\nu} \left[\frac{1}{2} g^{ij} \partial_i Q \partial_j Q - V(Q) \right] \tag{15.15}$$

Pour un univers plat et un champ Q homogène, la densité ρ_Q et la pression p_Q du champ sont données par :

$$\rho_Q \equiv T_{00} = \frac{1}{2} \left(\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} \right)^2 + V(Q) \tag{15.16}$$

$$p_Q \equiv T_{ii}(i \neq 0) = \frac{1}{2} \left(\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} \right)^2 - V(Q) \tag{15.17}$$

On peut alors définir son équation d'état $w \equiv p_Q/\rho_Q$.

Lorsque l'évolution du champ en fonction du temps est nulle, ce champ équivaut à la constante cosmologique, et $w = -1$. On obtient une pression négative qui tend à accélérer l'expansion de l'univers.

L'équation du mouvement 15.14 en coordonnées co-mobiles dans la métrique de Robertson-Friedmann-Walker s'écrit

$$\frac{\mathrm{d}^2 Q}{\mathrm{d}t^2} + 3H \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}Q} = 0 \tag{15.18}$$

Cette équation couplée à l'équation de Friedmann permet de calculer l'évolution du champ au cours du temps. Pour certaines formes de $V(Q)$, la densité du champ s'ajuste alors naturellement sur la densité de rayonnement jusqu'à l'égalité matière rayonnement, puis chute et vient à dominer à notre époque. Un grand nombre de ces modèles ont été proposés. Certains peuvent être rejetés par les

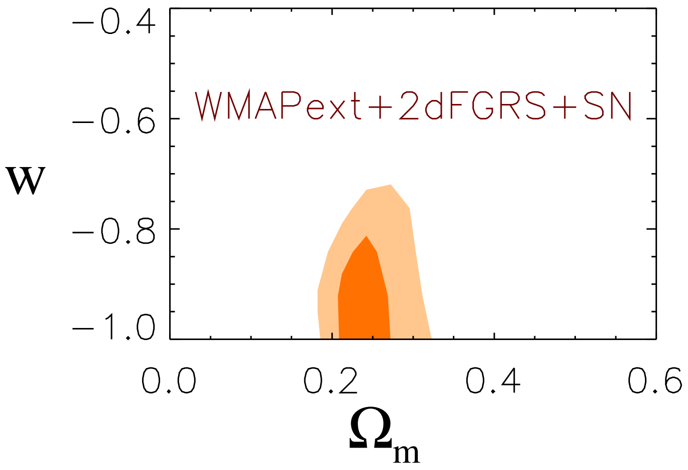


FIG. 15.3: *Contraintes sur w et Ω_m obtenues à partir des données de WMAP, CBI, ACBAR, 2dFGRS et des SN Ia. Cette figure est tirée de [88]*

observations récentes, les résultats combinés de WMAP, CBI, ACBAR, 2dFGRS et des SN Ia donnent $w < -0.78$ à 95% de niveau de confiance (voir figure 15.3).

La seconde inconnue est la nature de la matière noire froide non baryonique dont la densité relique vaut aujourd'hui $\Omega_{NB}h^2 = 0.113^{+0.008}_{-0.009}$ et $\Omega_{NB} = 0.233 \pm 0.03$. C'est ce problème que nous aborderons dans le chapitre 16.

15.2 Matière noire froide à l'échelle galactique

La distribution de matière noire froide (CDM) à l'échelle galactique ne peut être estimée par une théorie linéaire. On a donc recours à des simulations à N-corps de particules n'interagissant que par la gravitation. L'exploitation de ces simulations a longtemps été limitée par leur faible résolution, résolution limitée par le nombre restreint de particules simulées. Ces dernières années, des simulations à grande échelle ont permis de prédire la distribution de matière noire dans les halos galactiques avec une résolution inférieure au kpc pour un halo d'une taille équivalente à celui de notre galaxie (ce qui correspond à plus de 10^6 particules). Nous discutons ici les principaux résultats de ces simulations confrontés aux observations.

15.2.1 Halos galactiques

Résultats des simulations à N-corps

Les profils de densité des halos galactiques obtenus par les simulations à N-corps peuvent être ajustés par la fonction suivante

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^\gamma \left(\frac{1+(r_0/r_S)^\alpha}{1+(r/r_S)^\alpha}\right)^{(\beta-\gamma)/\alpha} \tag{15.19}$$

ρ_0 est la densité de matière noire pour le rayon r_0. Dans le cas du halo galactique, on prend pour r_0 la distance du soleil au centre galactique (de l'ordre de 8 kpc) et $\rho_0 \simeq 0.3$ GeV.cm^{-3} (nous verrons comment on obtient cette valeur chapitre 17.1). r_S est le rayon pour lequel le profil de densité change de pente logarithmique. On définit pour chaque halo le paramètre de concentration $c \equiv r_{200}/r_S$ où r_{200} est le rayon d'une sphère dont la densité moyenne est 200 fois la densité critique. On appelle

V_{200} la vitesse circulaire à r_{200}. Le profil de densité peut être exprimé en utilisant ces paramètres V_{200}, c et r_{200}. Ces derniers sont corrélés et dépendent du modèle de formation des structures que l'on considère.

Les simulations avec le plus grand nombre de particules ont été obtenues par Moore et al. [99]. Elles conduisent à des halos CDM dont le profil peut être ajusté par la fonction 15.19 avec $\alpha = 1.5$, $\beta = 3$, $\gamma = 1.5$. La densité en centre du halo (pour $r << r_S$) est très piquée et suit une loi de puissance $\rho \propto r^{-\gamma}$. D'autres groupes ont obtenu des profils ayant la même forme mais avec une valeur de l'indice γ plus faible. Citons les résultats de Navarro, Frenk et White [100] (NFW) pour lesquels $\alpha = 1$, $\beta = 3$ et $\gamma = 1$.

Power et al. [101] ont étudié récemment, de façon détaillée, l'influence des paramètres des simulations à N-corps sur les profils de densité obtenus. Ils concluent que les simulations ne permettent pas de mettre en évidence une variation de la densité en loi de puissance dans les régions centrales des halos et donnent une limite supérieure sur l'indice γ de 1.2 en désaccord avec le profil de Moore. Plus précisément, Power et al. montrent que les simulations actuelles ne permettent pas d'obtenir une bonne résolution sur les profils pour des rayon inférieurs à $r_S/10$.

Comparaison aux courbes de rotation des galaxies

La structure interne des halos de CDM est estimée par les courbes de rotation des étoiles et des nuages de gaz des galaxies lorsque la masse du disque stellaire ne masque pas complètement la contribution du halo de matière noire. C'est le cas des galaxies naines [102, 107].

J.F. Navarro [104] présente les courbes de rotation d'un grand nombre de galaxies de grandes et faibles luminosités de surface (HSB et LSB). Les galaxies HSB sont bien ajustées par un halo NFW ou isotherme non-singulier (ISO, $\alpha = 2$, $\beta = 2$ et $\gamma = 0$). En revanche, pour les galaxies LSB, le modèle NFW ne permet pas de reproduire les courbes de rotation croissantes dans les régions centrales et seul le modèle ISO, dont le profil donne une densité constante au centre du halo, est capable de reproduire les données. Un exemple de courbes de rotation pour quatre galaxies LSB est présenté sur la figure 15.4. Pour la galaxie NGC3109, les courbes de rotation tirées de l'analyse des raies HI [105] et HI+Hα [106] donnent des résultats très différents. Le modèle NFW s'ajuste mal sur le premier lot de données mais donne un meilleur résultat sur le deuxième, ce qui met en évidence la difficulté d'interprétation des courbes de rotation.

Van den Bosch et al. [107] précisent ce point en montrant que de nombreuses courbes de rotation HI publiées doivent être réexaminées avec soin en tenant compte des effets de résolution angulaire.

Le modèle suivant peut être utilisé pour ajuster les données [107].
Le profil de CDM initial suit la forme générale 15.19 avec $\alpha = 1$ et $\beta = 3$, l'indice γ est un paramètre libre du modèle.

La contribution baryonique est composée d'un disque stellaire dont la densité décroît exponentiellement avec la distance au centre, et d'un disque de gaz neutre dont la région centrale est dépeuplée.

Les baryons suivent initialement la distribution de la matière noire puis se concentrent en formant le disque d'étoiles et de gaz. Il s'en suit une compression adiabatique du halo de matière noire [108]. Dans le cas d'un halo sphérique, $rM(r)$ est un invariant adiabatique pour des orbites circulaires. Ainsi $r[M_{baryon}(r) + M_{CDM}(r)] = r_i M_i(r_i)$ où $M_i(r_i)$ est la distribution initiale de masse dans le halo. En considérant une fraction baryonique F, $M_{CDM}(r) = (1 - F)M_i(r_i)$ si les orbites ne se croisent pas. Cela permet d'obtenir $M_{CDM}(r)$ connaissant la distribution des baryons aujourd'hui et le profil initial de matière noire.

Dans l'étude de van den Bosch et al. [107], la seule galaxie LBS pour laquelle la résolution angulaire est suffisante (NGC 247) a une courbe de rotation compatible avec le profil NFW mais

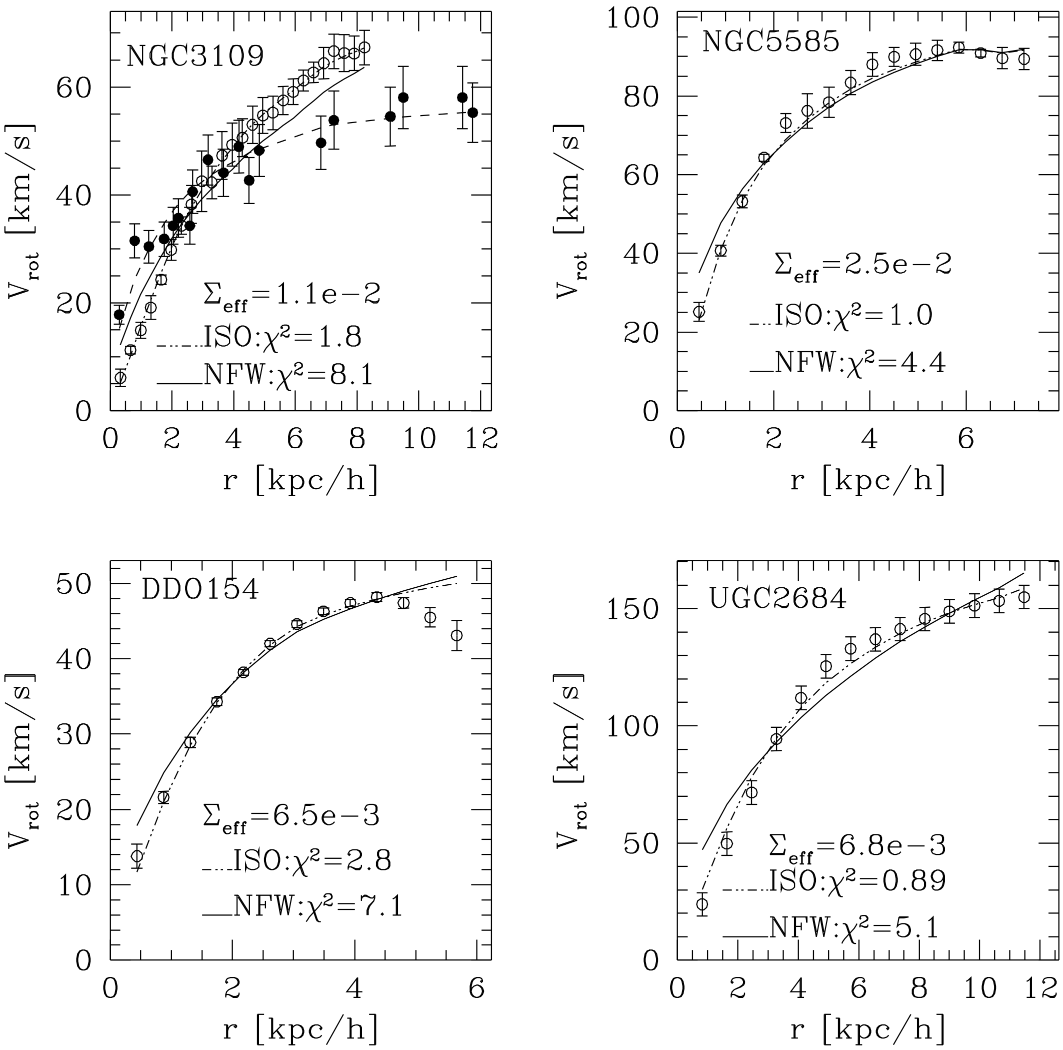


FIG. 15.4: *Courbes de rotation de quatre galaxies LSB ajustées avec les modèles de halo NFW et ISO. Cette figure est tirée de [104]. Pour la galaxie NGC3109, deux lots de données basés sur la mesure des raies HI [105] (cercles vides) et HI+Hα [106] (cercles pleins) sont représentés.*

pas avec celui de Moore. Plus précisément, il montre que $0.55 < \gamma < 1.26$ à 99.73% de niveau de confiance. A l'inverse, l'ajustement du modèle sur deux galaxies naines (DD0154 et NGC 3109), montre que la masse est dominée par la matière noire, les profils ajustés ont des densités de coeur quasiment constantes, avec $\alpha < 0.5$ à 99.73% de niveau de confiance.

Une autre étude des courbes de rotation optiques de haute résolution de neuf galaxies LSB [110] montre que la densité de CDM est constante sur l'ensemble de la partie optiquement visible de ces galaxies. Citons enfin les résultats de Jimenez et al. [111] sur 400 galaxies qui obtiennent un bon accord avec le profil NFW dans 66% des cas.

Influence des explosions de supernovæ sur les halos de matière noire

Pour les galaxies naines, les baryons peuvent affecter significativement la distribution de matière noire. En effet, les explosions de supernovæ éjectent de la matière baryonique, ce qui peut disperser la distribution de matière noire par interaction gravitationnelle ("*star feedback*" en anglais) et ainsi, expliquer les densités de coeur constantes observées dans ces galaxies.

L'énergie totale produite par l'explosion des supernovæ (SN) peut s'écrire

$$E_{tot} = \eta_{SN} E_{SN} M_* \tag{15.20}$$

où $\eta_{SN} \simeq 4 \times 10^{-3}\ M_\odot^{-1}$ est le nombre de production de SN par unité de masse solaire et par galaxie, $E_{SN} \simeq 10^{51}$ erg l'énergie d'une SN, et M_* la masse des étoiles dans la galaxie.

La masse baryonique éjectée vaut $M_{fb} = \zeta_{SN} E_{tot}$ où ζ_{SN} est l'efficacité d'éjection de masse baryonique vers la périphérie du halo. Cette efficacité, qui dépend de la masse de la galaxie, a été ajustée de façon à reproduire la relation de Tully-Fisher dans l'infrarouge [109] (voir figure 15.5), relation qui relie la luminosité d'une galaxie à la vitesse circulaire maximale observée.

La conservation de masse implique que $M_* + M_{fb} = F \times M_{tot}$ (M_{tot} est la masse totale du système et F la fraction de baryons dans le halo initial). Cette relation permet d'exprimer M_{fb} en fonction de M_{tot}. On considère alors que la masse déplacée de matière noire vaut $\Delta M_{CDM} = \eta M_{fb}$ où η est proche de l'unité. Cela conduit à une modification de l'indice de loi de puissance γ du profil de densité centrale de matière noire.

La figure 15.6 montre les niveaux de confiance sur les paramètres du modèle γ et V_{200} pour les trois galaxies NGC 247, DD0154 et NGC 3109 ainsi que les courbes de l'indice γ_f obtenu par l'éjection de baryons à cause des supernovæ. Ce modèle montre que γ_f tend vers zéro pour les galaxies de faible masse.

Conclusion

Les profils CDM de type NFW sont en accord avec la majorité des galaxies HSB. Dans le cas des galaxies naines, l'existence d'une densité centrale constante est avérée. Cela peut s'expliquer par l'influence de la matière baryonique sur le halo lorsque de l'énergie des supernovæ est dissipée dans le milieu interstellaire. Certaines galaxies LSB présentent des densités de coeur constantes et d'autres sont en accord avec des profils de type NFW. Cela rend compte de la complexité des mécanismes amenant à la formation d'une galaxie dans un halo, mais ne met pas en cause de façon définitive le modèle ΛCDM de formation des structures. En revanche, le profil de Moore est en désaccord avec la plupart des observations et il est contesté par une étude systématique des simulations à N-corps [101].

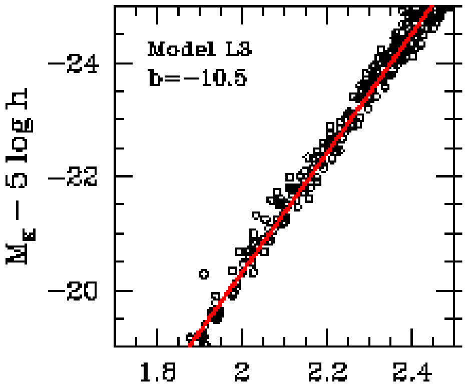


FIG. 15.5: *Relation de Tully-Fisher dans la bande K : ($M_K - 5\log h = 0.683 - 10.5 \log V_{obs}$) obtenue par un modèle semi-analytique de formation des galaxies pour un modèle cosmologique ΛCDM avec Ω_m=0.3, Ω_Λ=0.7, h=0.7 et $\sigma_8 = 1$ comparé aux observations. V_{obs} est la vitesse de rotation maximale observée, M_K la magnitude absolue dans la bande K (et h la constante de Hubble en unités de 100 km.s^{-1}.Mpc^{-1}). Cette figure est tirée de [109]. Cette étude montre qu'il est possible d'obtenir la relation de Tully Fisher dans le cadre du modèle cosmologique standard.*

15.2.2 Grumeaux de matière noire

Les simulations à N-corps prédisent l'existence de nombreuses sous-structures (grumeaux) dans les halos galactiques. Cette nature fractale de la distribution de matière noire a été mise en évidence par les simulations de Moore [99] et confirmée par d'autres travaux (voir par exemple [113]). La figure 15.7 montre que la fonction de vitesse des sous-structures en fonction de leur taille dans l'amas de la Vierge est bien reproduite par la simulation. En normalisant la taille des sous-structures (en terme de vitesse circulaire) à celle du halo les contenant, on s'aperçoit que la fonction de vitesse des sous-structures d'un amas galactique comparable à la Voie Lactée est pratiquement identique à celle de l'amas de la Vierge.

Cela pose un problème dans la mesure où les simulations prédisent plus de 500 galaxies satellites de masse supérieure à 10^8 $M_\odot$, alors qu'il n'en existe que 11 autour de la Voie Lactée [112].

En considérant que les sous-structures ne forment des étoiles que lorsque leur gaz est accrété avant la ré-ionisation (si $z_{re} \leq 12$), J.S. Bullock et al. [114] montrent que la fonction de vitesse des sous-structures donnant des étoiles correspond à celle observée. Dans cette hypothèse, les même auteurs [115] montrent que l'on peut prédire le halo stellaire galactique observé en modélisant les pertes des sous-structures par effet de marée dans les satellites de la galaxie.

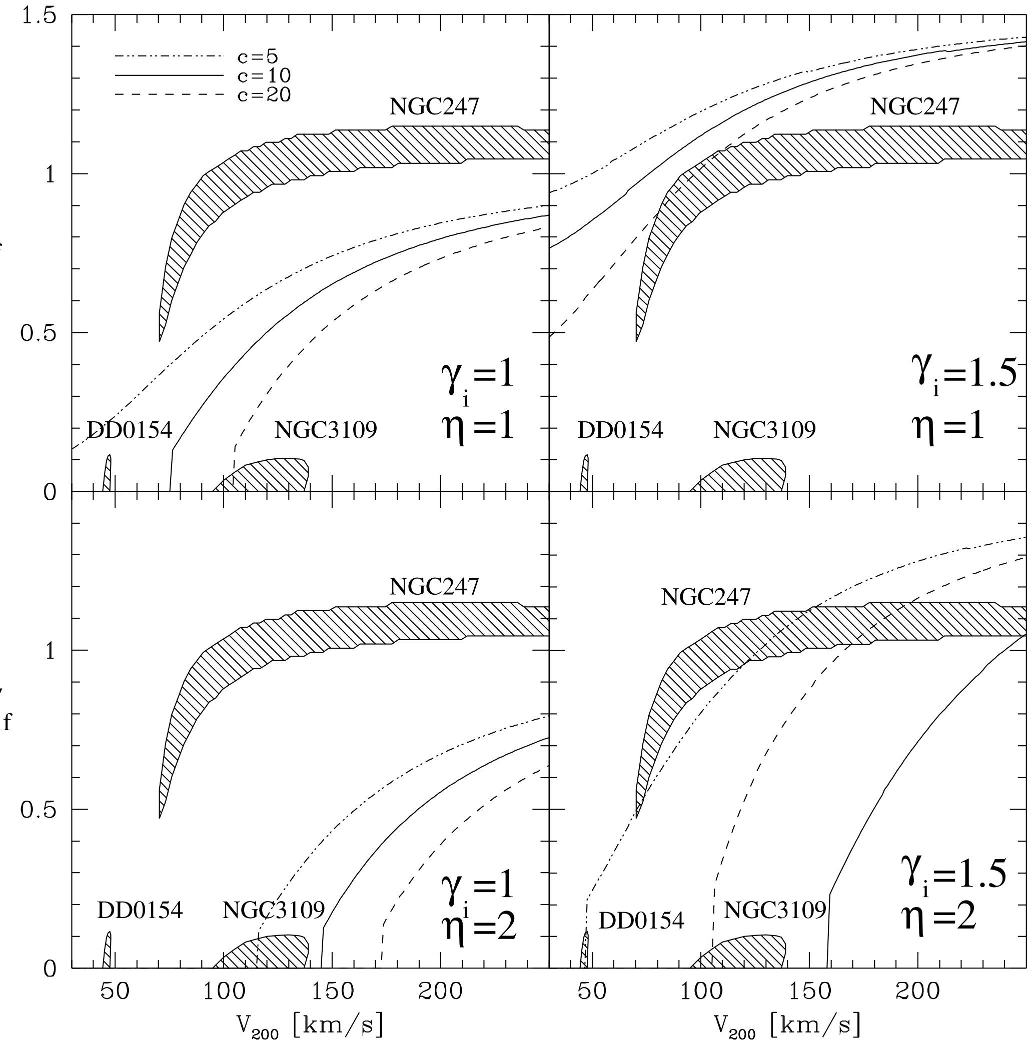


FIG. 15.6: *Contours de niveau de confiance sur les paramètres γ et V_{200} du modèle décrit dans le texte pour les trois galaxies NGC 247, DD0154 et NGC 3109 obtenus par [107]. Les courbes montrent l'évolution de γ_f due à l'éjection de baryons par les supernovæ en fonction de V_{200} pour trois valeurs de concentration c du halo. Le profil initial a un indice $\gamma_i = 1$ (NFW) dans la colonne de gauche et un indice $\gamma_i = 1.5$ (Moore) dans celle de droite. Les figures du haut montrent les résultats obtenus pour une fraction de matière noire déplacée η de 1 et celles du bas pour $\eta = 2$ (voir texte). Le halo CDM de la galaxie NGC 247 est compatible avec un profil NFW avec $\gamma \simeq 1$. Pour les deux autres galaxies de plus faible masse, on obtient $\gamma < 0.5$. Si l'on tient compte de l'éjection de baryons à cause des supernovæ, on voit que l'indice γ_f tend vers zéro pour les galaxies de faible masse, ce qui rend compte des observations.*

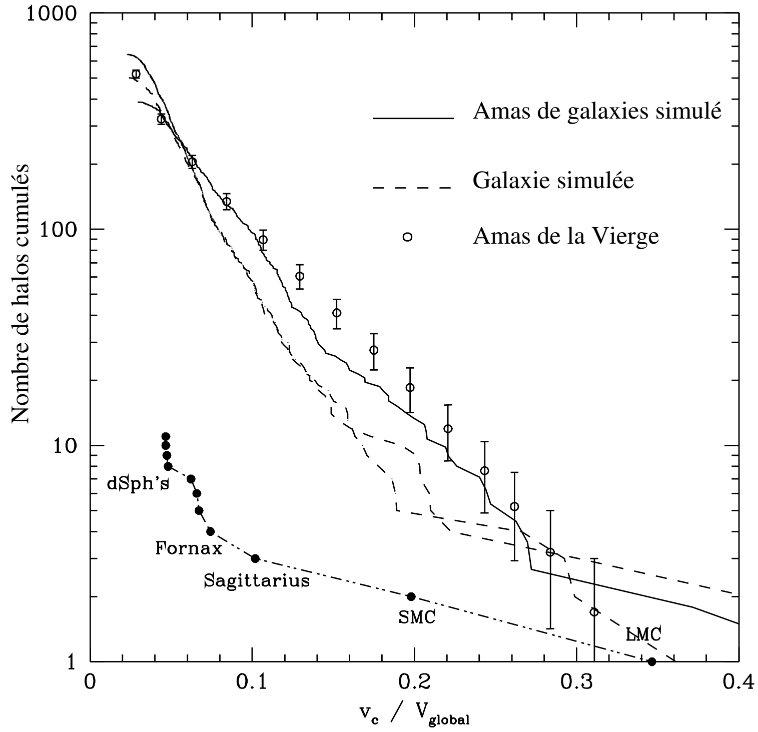


FIG. 15.7: *Abondance des sous-structures dans la Voie Lactée, l'amas de Virgo et pour des simulations* Λ*CDM d'objets de masse équivalente. Le nombre cumulé des sous-structures est réprésenté en fonction de leur taille paramétrisée par leur vitesse circulaire* $\sqrt{GM_t/r_t}$ *(où* r_t *est le rayon de marée du sous-halo, et* M_t *la masse contenue dans ce rayon) normalisée à celle du halo les contenant. Les points noirs représentent l'abondance des satellites de la Voie Lactée.*

Chapitre 16

Matière noire supersymétrique

Nous avons vu dans le chapitre précédent, dans le cadre des modèles de matière noire froide, qu'une fraction de l'ordre de 30% de l'énergie de l'univers est aujourd'hui présente sous la forme d'un ou plusieurs types de particules non baryoniques massives (car non relativistes au moment de l'égalité matière rayonnement) et interagissant faiblement.

Les candidats sont à chercher dans les extensions du modèle standard de physique des particules. L'un d'entre eux est le neutralino, la particule la plus légère présente dans la plupart des réalisations du modèle minimal supersymétrique. Dans une première partie, nous allons introduire les motivations théoriques des modèles supersymétriques, puis nous présenterons le spectre de masse des particules supersymétriques à l'échelle électro-faible, dans le cadre de l'extension supersymétrique minimale du modèle standard. Nous exposerons ensuite les arguments en faveur du neutralino comme candidat pour la matière noire froide. Enfin, nous aborderons l'aspect observationnel du signal d'émission γ d'annihilation des neutralinos.

16.1 Le modèle standard supersymétrique

Le modèle standard de la physique des particules est en excellent accord avec l'ensemble des données prises jusqu'à maintenant sur accélérateur. Une ombre au tableau est l'introduction des 26 paramètres le décrivant : trois couplages de jauge, deux paramètres dans le secteur du Higgs, les masses de 9 quarks, des 3 leptons chargés et des 3 neutrinos, les trois angles de mélange et l'introduction d'une phase de brisure de symétrie CP dans le secteur des quarks (matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), les 4 paramètres de la matrice de mélange des neutrinos (matrice de Maki-Nakagawa-Sakata), le paramètre θ dans la QCD. Un autre problème est l'absence d'unification entre la gravité et ce modèle.

Le modèle standard de la physique des particules est valide jusqu'à une certaine énergie Λ, ce qui en fait une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus complète. Cette limite physique Λ peut être obtenue par la contrainte d'unitarité de la matrice S, l'existence d'un pôle de Landau pour les paramètres de couplage (les paramètres de couplage varient en fonction de l'échelle en énergie suivant les équations du groupe de renormalisation, et peuvent diverger à une certaine énergie, donnant ainsi une limite sur le domaine de validité de la théorie), la stabilité du vide (couplage devenant négatif à une certaine échelle).

Un problème important du modèle standard est la divergence quadratique dans les corrections à la masse du Higgs lorsque l'on introduit une telle énergie de coupure Λ. Les corrections à une boucle du Higgs dans le modèle standard sont les suivantes :

$$\delta m_H^2 = \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2 v^2}\left[(4m_t^2 - 2M_W^2 - 4M_Z^2 - m_H^2) + \mathcal{O}\left(\log\frac{\Lambda}{\mu}\right)\right] \tag{16.1}$$

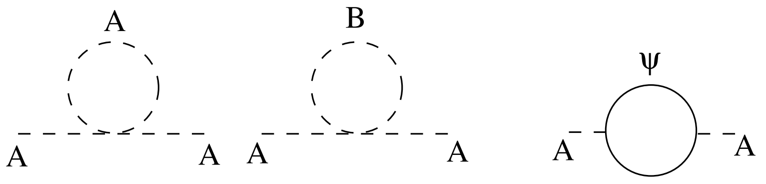


FIG. 16.1: *Diagrammes contribuant au propagateur de A à une boucle.*

où v est la valeur dans le vide du champ de Higgs et μ l'échelle en énergie du processus (m_t, M_W, M_Z et m_H sont respectivement les masses du quark top, des bosons de jauge W et Z, et du Higgs) .

La correction à une boucle à la masse du Higgs est de l'ordre de Λ^2, de sorte que si l'échelle de nouvelle physique est celle de Planck, $\Lambda \sim 10^{19}$ GeV, la masse nue du Higgs doit être ajustée à $(m_H/\Lambda)^2 \sim 10^{-34}$ pour que la masse du Higgs à l'échelle électro-faible soit de l'ordre de $m_H \sim 100$ GeV. Cet ajustement fin montre une faiblesse dans la théorie.

Un modèle supersymétrique consiste à associer à chaque boson un fermion et inversement. Ceux-là sont regroupés dans des supermultiplets chiraux contenant des bosons scalaires et des fermions de spin $1/2$ et des supermultiplets vectoriels contenant des bosons de spin 1 et des fermions de spin $1/2$. En effet, si l'on associe à un champ scalaire complexe un champ fermionique, les divergences quadratiques intervenant dans les corrections à la masse du scalaire s'annulent.

Afin d'illustrer cet effet, considérons un modèle contenant un champ scalaire $\phi = (A + iB)/\sqrt{2}$ et un champ fermionique défini par un spineur de Majorana ψ. Le Lagrangien d'interaction $\mathcal{L}_i$ est décrit par un superpotentiel $W(\phi)$

$$W(\phi) = \frac{1}{2}m\phi^2 + \frac{1}{3}\lambda\phi^3 \tag{16.2}$$

et

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_i &= -\left|\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\phi}\right|^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{\mathrm{d}^2W}{\mathrm{d}\phi^2}\bar{\psi}_R\psi_L + \frac{\mathrm{d}^2W^*}{\mathrm{d}\phi^{*2}}\bar{\psi}_L\psi_R\right) \\
&= -\frac{1}{2}m^2\left(A^2+B^2\right) - \frac{m\lambda}{\sqrt{2}}A\left(A^2+B^2\right) - \frac{\lambda^2}{4}\left(A^2+B^2\right)^2 \\
&\quad -\frac{1}{2}m\bar{\psi}\psi - \frac{\lambda}{\sqrt{2}}\bar{\psi}\left(A - iB\gamma_5\right)\psi
\end{aligned}$$

Les diagrammes contribuant au propagateur de A à une boucle sont représentés figure 16.1 et donnent

$$2\lambda^2\left[\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^2}\frac{1}{k^2-m^2} - \int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^2}\frac{1}{(k-p)^2-m^2} + \int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^2}\frac{p^2-4m^2}{(k^2-m^2)[(p-k)^2-m^2]}\right] \tag{16.3}$$

On voit que les divergences quadratiques et logarithmiques des boucles des scalaires A et B sont annulées par la boucle fermionique. C'est l'ingrédient de base de la supersymétrie.

Si les masses de A et B ne coïncident pas exactement, les divergences quadratiques restent supprimées, mais pas les divergences logarithmiques.

16.2 Modèle minimal supersymétrique (MSSM)

16.2.1 Contenu en champs

Les premiers modèles supersymétriques cherchaient à associer dans un même multiplet les fermions et les bosons de jauge du modèle standard. Cela s'est avéré impossible, ce qui contraint à doubler le nombre de degrés de liberté du modèle. De plus, il est indispensable d'ajouter un deuxième doublet de Higgs.

Les fermions du modèle standard sont inclus dans des supermultiplets chiraux. A chaque fermion d'hélicité gauche ou droite (spineurs de Weyl) est associé un boson scalaire. On définit les fermions par des spineurs de même chiralité, de sorte que l'on notera un fermion d'hélicité droite par son conjugué de charge d'hélicité gauche. Les superchamps des quarks gauches $\hat{Q}$, des quarks droits ($\hat{U}^c$ et $\hat{D}^c$), des leptons gauches ($\hat{L}$) et droits ($\hat{E}^c$) s'écrivent pour chaque génération :

$$\hat{Q} = \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix} \end{bmatrix} \quad \hat{U}^c = \begin{bmatrix} u^c_R \\ \tilde{u}^c_R \end{bmatrix} \quad \hat{D}^c = \begin{bmatrix} d^c_R \\ \tilde{d}^c_R \end{bmatrix} \quad \hat{L} = \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} \nu^l_L \\ l_L \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \tilde{\nu}^l_L \\ \tilde{e}_L \end{pmatrix} \end{bmatrix} \quad \hat{E}^c = \begin{bmatrix} e^c_R \\ \tilde{e}^c_R \end{bmatrix}$$

Il y a deux superchamps de Higgs.

$$\hat{H}_1(\hat{H}_d) = \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} H^0_1 \\ H^-_1 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \tilde{H}^0_1 \\ \tilde{H}^-_1 \end{pmatrix} \end{bmatrix} \quad \hat{H}_2(\hat{H}_u) = \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} H^+_2 \\ H^0_2 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \tilde{H}^+_2 \\ \tilde{H}^0_2 \end{pmatrix} \end{bmatrix}$$

Les supermultiplets vectoriels des bosons de jauge contiennent les bosons de jauge du modèle standard et un fermion spineur de Majorana :

$$\begin{bmatrix} \begin{pmatrix} W^{\pm} \\ W^0 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} \tilde{W}^{\pm} \\ \tilde{W}^0 \end{pmatrix} \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} g \\ \tilde{g} \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} B \\ \tilde{B} \end{bmatrix}$$

16.2.2 Le Lagrangien supersymétrique

L'expression du superpotentiel chiral incluant tous les termes ne violant pas les nombres leptoniques et baryoniques est :

$$W = \lambda_D \hat{Q}.\hat{H}_1 \hat{D}^c + \lambda_U \hat{Q}.\hat{H}_2 \hat{U}^c + \lambda_E \hat{L}.\hat{H}_1 \hat{E}^c - \mu \hat{H}_2.\hat{H}_1$$

Cela conduit à la conservation d'une symétrie associée à un nombre quantique que l'on appelle la R-parité $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$ où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique, et S le spin de la particule. Toutes les particules du modèle standard ont une R-parité positive et leurs partenaires supersymétriques une R-parité négative. La conservation de cette R-parité implique automatiquement que la particule supersymétrique la plus légère est stable.

Le terme d'interaction du Lagrangien lié aux supermultiplets chiraux composés d'un champ compexe scalaire ϕ et d'un spineur de Weyl ψ_L s'écrit

$$\mathcal{L}_{chiral} = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \overline{\psi}^c_{i\,R} \psi_{j\,L} + \frac{\partial^2 W^*}{\partial \phi^*_i \partial \phi^*_j} \overline{\psi}_{i\,L} \psi^c_{j\,R} \right) + \sum_i \left| \frac{\partial W}{\partial \phi_i} \right|^2 \tag{16.4}$$

Le Lagrangien de jauge introduit de nouveaux couplages à ceux du modèle standard via les dérivées covariantes.

La supersymétrie n'est pas exacte car on n'observe pas de partenaires scalaires aux fermions du modèle standard de même masse. Elle doit donc être brisée. Cependant, on souhaite conserver les propriétés de suppression des divergences quadratiques de la théorie, ce qui impose une brisure de symétrie douce. Le Lagrangien peut donc s'exprimer de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{soft} &= \sum_{saveurs}\left(A_U\lambda_U\hat{Q}_L\hat{H}_2\hat{U}_R + A_D\lambda_D\hat{Q}_L\hat{H}_1\hat{D}_R + A_E\lambda_e\hat{L}_L\hat{H}_1\hat{E}_R\right) + B_\mu\hat{H}_1\hat{H}_2 \\ &+ \sum_j M_j\bar{\psi}_j\psi_j + \sum_i \tilde{m}_i^2|\phi_i|^2\end{aligned}$$

Les termes M_j sont les termes de masse des jauginos, les m_i sont les masses des sfermions (partenaires supersymétriques des fermions du modèle standard), B_μ est un paramètre de masse des doublets de Higgs et les $A_i\lambda_i$ sont les couplages trilinéraires des champs scalaires. Le Lagrangien de brisure donne donc de nombreux paramètres libres supplémentaires.

16.2.3 Brisure de symétrie de jauge

Les scalaires du MSSM ne sont pas uniquement les champ de Higgs mais aussi les squarks et les sleptons. Cependant, seuls les bosons de Higgs peuvent avoir une valeur non nulle dans le vide. En tenant compte des contributions du superpotentiel, du Lagrangien de brisure douce de symétrie, et du Lagrangien de jauge, le potentiel V des Higgs s'écrit :

$$V(H_1^0, H_2^0) = m_1^2|H_1^0|^2 + m_2^2|H_2^0|^2 + B_\mu H_1^0H_2^0 + B_\mu^* H_1^{*0}H_2^{*0} + \frac{g^2+g'^2}{8}\left(|H_1^0|^2 - |H_2^0|^2\right)^2 \quad (16.5)$$

Ici, m_1 et m_2 sont définis par $m_i^2 \equiv \tilde{m_i}^2 + |\mu|^2$, où les $\tilde{m_i}^2$ interviennent dans les termes du Lagrangien de brisure de symétrie $\tilde{m_i}^2 H_i^\dagger H_i$. Les termes $|\mu|^2$ viennent de la dérivée du superpotentiel dans le Lagrangien chiral $\mathcal{L}_{chiral}$.

En plus des couplages de jauge g et g', il y a trois paramètres m_1, m_2, et B_μ. Afin que le potentiel ne tende pas vers l'infini en valeurs négatives, nous avons $m_1^2+m_2^2 > 2|B_\mu|$. La brisure de la symétrie de jauge est réalisée, si $H_1^0 = H_2^0 = 0$ n'est pas un minimum, ce qui conduit à $m_1^2m_2^2 < |B_\mu|^4$. H_1^0, H_2^0 se mélangent pour donner les états propres de masse h^0, H^0, A^0. Par convention, h^0 est le Higgs le plus léger. A^0 est un pseudo-scalaire.

La masse M_Z du Z^0 est donnée par

$$M_z^2 = \frac{1}{2}(g^2+g'^2)(\langle H_1^0\rangle^2 + \langle H_2^0\rangle^2) \quad (16.6)$$

En définissant l'angle β par $\tan\beta \equiv \langle H_2^0\rangle / \langle H_1^0\rangle$, on obtient

$$m_1^2 = -B_\mu\tan\beta - \frac{M_z^2}{2}\cos 2\beta \quad (16.7)$$

$$m_2^2 = -B_\mu/\tan\beta + \frac{M_z^2}{2}\cos 2\beta \quad (16.8)$$

Ainsi, on peut écrire

$$B_\mu = -\frac{1}{2}(m_1^2+m_2^2)\sin 2\beta \quad (16.9)$$

et on obtient

$$\frac{1}{2}M_Z^2 = \frac{m_1^2 - m_2^2\tan^2\beta}{\tan^2\beta - 1} \quad (16.10)$$

$$= \frac{\tilde{m}_1{}^2 - \tilde{m}_2{}^2\tan^2\beta}{\tan^2\beta - 1} - |\mu|^2 \quad (16.11)$$

Nous utiliserons cette dernière équation pour interpréter la matrice de masse des neutralinos.

16.2.4 Masses des charginos et neutralinos

Les $\tilde{W}^{\pm}$, $\tilde{H}^{\pm}$ se mélangent pour former des états propres de masse que l'on appelle charginos $\chi_i^{\pm}$ avec $i = 1$ ou 2. La matrice de masse s'écrit dans la base ($\tilde{W}^{\pm}$, $\tilde{H}^{\pm}$) :

$$\begin{pmatrix} M_2 & M_W\sqrt{2}\sin\beta \\ M_W\sqrt{2}\cos\beta & \mu \end{pmatrix}$$

De même, les $\tilde{Z}^0$, $\tilde{\gamma}$, $\tilde{H}_1^0$ et $\tilde{H}_2^0$ forment les neutralinos χ_i au nombre de 4, la matrice de masse dans la base $\left(\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0\right)$ vaut

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\sin\beta\sin\theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W \\ -M_Z\cos\beta\sin\theta_W & M_Z\cos\beta\cos\theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z\sin\beta\sin\theta_W & -M_Z\sin\beta\cos\theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

M_1 et M_2 sont les termes de masse de brisure de supersymétrie douce des jauginos de $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$.

Les équations du groupe de renormalisation montrent que dans le cadre du modèle MSSM, les trois constantes de couplage des interactions électromagnétiques, faibles et fortes se rejoignent à une échelle de grande unification de l'ordre de 10^{16} GeV contrairement au modèle standard.

16.2.5 Les modèles de supergravité m-SUGRA

Les modèles de supergravité sont une classe de modèles MSSM pour laquelle la supersymétrie est brisée par des champs d'un secteur caché. Ces champs sont des singlets de jauge pour les symétries du modèle standard.

La brisure douce de supersymétrie donne des valeurs identiques à l'échelle de grande unification aux masses des scalaires m_0, des jauginos $m_{1/2}$ et des couplages trilinéraires des sleptons et des quarks A_0. Le modèle minimal de supergravité (m-SUGRA) réduit le nombre de paramètres à cinq, à savoir $m_{1/2}$, m_0, $\tan\beta$, A_0 et le signe de μ.

Les masses des jauginos (M_i) évoluent de la même manière que les constantes de couplage (α_i) dans les équations du groupe de renormalisation ($\alpha_i = g_i^2/4\pi$, $g_1 = \sqrt{5/3}\,g'$ et $g_2 = g$). Il en résulte qu'à l'échelle électrofaible,

$$\frac{M_1}{\alpha_1} = \frac{M_2}{\alpha_2} = \frac{M_3}{\alpha_3} \tag{16.12}$$

et

$$M_1 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W \; M_2 \tag{16.13}$$

16.3 Le neutralino comme candidat pour la matière noire

Si la R-parité est conservée (ce qui est imposé si l'on souhaite conserver les nombres baryoniques et leptoniques), la particule supersymétrique la plus légère est stable. Pour en faire un bon candidat pour la matière noire, cette particule doit être neutre et ne doit pas subir l'interaction forte, sinon elle formerait des isotopes lourds. Ces isotopes ne sont pas observés expérimentalement [118]. Parmi les candidats restants, les seuls partenaires supersymétriques des particules connues du modèle standard sont le sneutrino et le neutralino le plus léger. Le sneutrino a été exclu expérimentalement [119], ce qui nous laisse le neutralino le plus léger χ_1 (que nous noterons désormais χ).

16.3.1 Un calcul analytique approché

La densité relique du χ doit être compatible avec les contraintes cosmologiques décrites au chapitre précédent. Lorsque la température T de l'univers est supérieure à la masse du neutralino m_χ, les neutralinos sont produits, puis s'annihilent en équilibre avec le bain thermique.

Dès que $T < m_\chi$, il n'y a plus de production de neutralinos, et seule l'annihilation peut se produire. Leur densité en nombre n_χ suit alors l'équation de Boltzmann suivante :

$$\frac{\mathrm{d}n_\chi}{\mathrm{d}t} + 3Hn_\chi = -\langle\sigma_{ann}v\rangle\left(n_\chi^2 - n_\chi^{(eq)\,2}\right) \tag{16.14}$$

$\langle\sigma_{ann}v\rangle$ est la valeur moyenne de la section efficace d'annihilation multipliée par la vitesse relative des deux particules s'annihilant. $H \equiv \frac{\mathrm{d}a/\mathrm{d}t}{a}$ est le paramètre de Hubble (a est le paramètre d'échelle introduit dans le chapitre 15).

Comme $T \propto a^{-1}$ on peut réécrire cette équation comme :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{n_\chi}{T^3}\right) = -\langle\sigma_{ann}v\rangle\, T^3 \left[\left(\frac{n_\chi}{T^3}\right)^2 - \left(\frac{n_\chi^{(eq)}}{T^3}\right)^2\right] \tag{16.15}$$

Lorsque le taux d'annihilation (correspondant à la partie droite de l'équation) est supérieur au taux d'expansion de l'univers, l'équilibre est atteint et la densité de χ décroît rapidement. A une température supérieure à T_f pour laquelle le taux d'expansion devient grand devant le taux d'annihilation, la densité de χ est gelée et décroît simplement comme a^{-3}.

A la température T_f, nous avons

$$n_\chi(T_f)\,\langle\sigma_{ann}v\rangle = H(T_f) \tag{16.16}$$

Un calcul numérique complet montre que la température T_f dépend peu de la section efficace d'annihiliation et vaut $T_f \simeq m_\chi/20$. Pour m_χ de l'ordre de 100 GeV, l'univers était largement dominé par la radiation à cette époque. La densité d'énergie vaut alors $\rho = g(T_f)\frac{\pi^2}{30}{T_f}^4$ où $g(T_f)$ est le nombre de degrés de liberté des particules dans le bain thermique. La constante de Hubble à T_f vaut alors :

$$H(T_f) = \sqrt{8\pi^3 g(T_f)/90}\,\frac{{T_f}^2}{M_{pl}} \simeq 1.66\sqrt{g(T_f)}\,\frac{{T_f}^2}{M_{pl}} \tag{16.17}$$

où $M_{pl} \equiv G^{-1}$ est la masse de Planck.

Aujourd'hui,

$$n_\chi(T_0) = n_\chi(T_f)\frac{g(T_0)}{g(T_f)}\left(\frac{T_0}{T_f}\right)^3 \tag{16.18}$$

où T_0 est la température des photons. $g(T_0) \simeq 3.36$ est le nombre de degrés de liberté effectifs compte tenu des différences de température entre les photons et les neutrinos.

La densité relique de neutralinos Ω_χ vaut

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{1}{\langle\sigma_{ann}v\rangle}\frac{g(T_0)}{g(T_f)}\sqrt{8\pi^3 g(T_f)/90}\,\frac{20\,{T_0}^3}{M_{pl}\rho_c} \simeq \left(\frac{3\times10^{-27}\ \mathrm{cm}^3\,\mathrm{s}^{-1}}{\langle\sigma_{ann}v\rangle}\right)\left(\frac{g(T_f)}{100}\right)^{-1/2} \tag{16.19}$$

où nous avons utilisé $T_f \simeq m_\chi/20$.

Pour une particule d'interaction faible, nous avons dimensionnellement $\langle\sigma_{ann}v\rangle \sim (\alpha/m_\chi)^2$, ce qui donne $\langle\sigma_{ann}v\rangle \sim 10^{-25}\ \mathrm{cm}^3\,\mathrm{s}^{-1}$ pour $m_\chi = 100$ GeV.

En utilisant cette dernière valeur dans l'équation 16.19, on obtient $\Omega_\chi h^2 \simeq 0.03$. Cela signifie que s'il existe une particule d'interaction faible stable, elle contribue nécessairement à la matière noire.

16.3.2 Les résultats de calculs numériques pour les modèles m-SUGRA

En pratique, le calcul précis de Ω_χ est plus complexe. Il arrive que pour certains modèles MSSM (nous appellerons désormais modèle, le choix d'un lot de paramètres du MSSM), que l'écart de masse entre le neutralino et une autre particule supersymétrique soit très faible, qu'il s'agisse d'autres neutralinos, de sleptons ou du stop. Cela influence l'évolution de la densité de neutralinos au moment du découplage, il faut donc résoudre l'équation de Boltzmann en incluant d'autres interactions. D'autre part, pour certaines configurations de masse, des résonances dans la voie s existent, par exemple avec les Higgs. Nous reviendrons sur les canaux d'annihilation du neutralino dans la section suivante.

Des algorithmes ont été développés dans ce but, citons MicrOMEGAs [120] qui est le plus complet actuellement. Tous les canaux susceptibles d'intervenir dans le calcul de la densité relique sont inclus. Afin d'utiliser ce programme dans le cadre des modèles m-SUGRA, les paramètres du modèle MSSM sont obtenus à l'échelle électro-faible à partir des paramètres m-SUGRA à l'échelle de grande unification en utilisant le modèle ISAJET [122].

Les valeurs de $\Omega_\chi$dans le plan $(m_{1/2}, m_0)$ sont représentées figure 16.2 pour différentes valeurs de $\tan\beta$ et du signe de μ, avec dans tous les cas $A_0 = 0$. La masse du top est fixée à 175 GeV. Nous considérons ici une valeur supérieure de $m_{1/2}$ et m_0 de 2 TeV.

Seules les valeurs de $0.094 < \Omega_\chi h^2 < 0.3$ sont représentées. La gamme $0.094 < \Omega_\chi h^2 < 0.129$ est en gris sombre sur la figure. Elle correspond à la valeur obtenue dans le chapitre précédent à partir des données de WMAP et d'autres expériences à deux écarts standards.

Contraintes des expériences sur accélérateur

Les contraintes obtenues par les expériences sur accélérateur comprennent une limite sur la masse du chargino $\chi^\pm$, $m_{\chi^\pm} > 103.5$ GeV, une limite sur la masse du Higgs du modèle standard qui s'applique ici au Higgs léger h du MSSM, $m_h > 114.4$ GeV (on considère dans la figure la limite de 114 GeV en suivant [123] à cause des incertitudes du calcul). Nous tenons aussi compte de la limite sur la masse du selectron $\tilde{e}$, $m_{\tilde{e}} > 99$ GeV. Ces résultats sont tirés de [123].

Nous considérons la mesure du rapport d'embranchement BR$(B \to X_s\gamma)$ valant $(3.54 \pm 0.41 \pm 0.26) \times 10^{-4}$ [124]. Pour une valeur donnée de $\tan\beta$, lorsque m_0 et $m_{1/2}$ augmentent, ce rapport d'embranchement augmente pour $\mu > 0$, et diminue pour $\mu < 0$ (voir par exemple la référence [125]).

Un calcul récent du moment magnétique anormal du muon [126] (paramétré par $a_\mu \equiv (g_\mu - 2)/2$) dans le modèle standard donne un bon accord avec les mesures expérimentales, contrairement aux estimations antérieures de Davier et al. [127]. Par prudence, nous considérons ces deux résultats pour estimer la gamme de valeurs acceptables pour la contribution supersymétrique δa_μ à ce moment magnétique anormal. On obtient à deux écarts standards : $-26.7 \times 10^{-10} < \delta a_\mu < 56.3 \times 10^{-10}$. Compte tenu de ce résultat, le moment magnétique anormal du muon n'apporte pas de contraintes supplémentaires sur les paramètres des modèles m-SUGRA.

L'ensemble des contraintes expérimentales considérées sont résumés dans la table 16.1.

Régions du plan $(m_{1/2}, m_0)$ donnant une densité relique compatible avec les résultats de WMAP

Pour $\tan\beta = 10$, on note trois régions donnant une valeur de $\Omega_\chi h^2$ compatible avec les résultats de WMAP. La première à petits $m_{1/2}$ et m_0 forme un noyau où les coannihilations sont négligeables. Cette région est exclue par la limite sur la masse du Higgs. La région à petit $m_{1/2}$ et grand m_0 correspond à la région dite "focus point". Elle est exclue par la limite en masse du chargino le plus léger et la masse du Higgs pour $\tan\beta = 10$ et $m_0 < 2$ TeV.

Reste la région à petit m_0 et grand $m_{1/2}$, où le calcul de $\Omega_\chi h^2$ dépend fortement de la coannihilation avec le stau $\tilde{\tau}$. Pour des valeurs de m_0 inférieures, le neutralino n'est plus la particule supersymétrique la plus légère, c'est le $\tilde{\tau}$.

Densité relique de neutralinos	$0.094 < \Omega_\chi h^2 < 0.129$
Limite sur la masse des charginos	$m_{\chi^\pm} > 103.5$ GeV
Limite sur la masse du Higgs	$m_h > 114.4$ GeV
Limite sur la masse du selectron	$m_{\tilde{e}} > 99$ GeV
Rapport d'embranchement $b \to s\gamma$	$3.05 \times 10^{-4} < \mathrm{BR} < 4.3 \times 10^{-4}$

TAB. 16.1: *Critères de sélection des modèles supersymétriques.*

Pour les grandes valeurs de m_0 et $m_{1/2}$, la densité relique est trop importante par rapport aux résultats expérimentaux.

A plus grande valeur de $\tan\beta$, on voit deux régions orientées selon la diagonale dans la figure en fonction de $m_{1/2}$ et m_0. Ceux-ci correspondent à une augmentation de la section efficace d'annihilation via des résonances dans les canaux d'annihilation avec des Higgs en voie s.

Les isocourbes de masse de neutralinos sont représentées sur les figures par des pointillés pour m_χ= 100, 200 et 300 GeV.

Contenu en champs du neutralino

La masse du neutralino le plus léger est obtenue à partir de la matrice de masse décrite dans le paragraphe 16.2.4. Dans le cas du modèle m-SUGRA, nous avons vu que

$$M_1 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_W \; M_2 \simeq 0.48 M_2 \tag{16.20}$$

Pour les petites valeurs de m_0, les équations du groupe de renormalisation donnent la valeur de la masse du bino à l'échelle électro-faible $M_1 \simeq 0.41\, m_{1/2} \ll |\mu|$. Le neutralino le plus léger est ainsi pratiquement un bino pur.

L'équation 16.11 tirée de la minimisation du potentiel de Higgs peut être approximée pour des valeurs de $\tan\beta$ supérieures à 5 par :

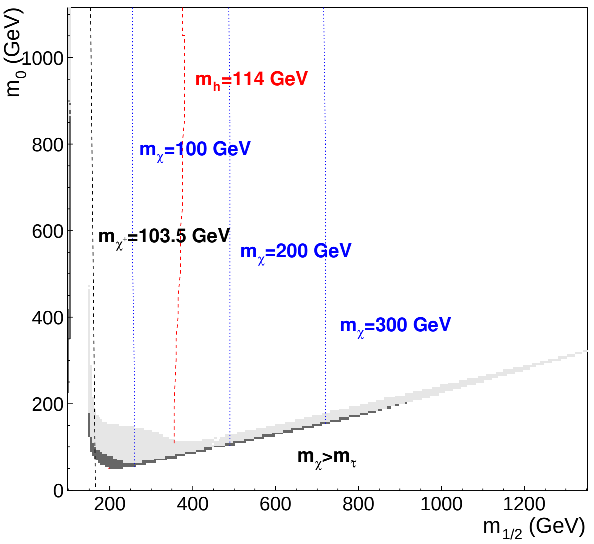
$$\frac{1}{2}M_Z^2 \simeq -\tilde{m}_2^2 - |\mu|^2 \tag{16.21}$$

Pour des valeurs plus importantes de m_0, la valeur de $(\tilde{m}_2)^2$ augmente, ainsi $|\mu|$ diminue et le neutralino contient une fraction de higgsino.

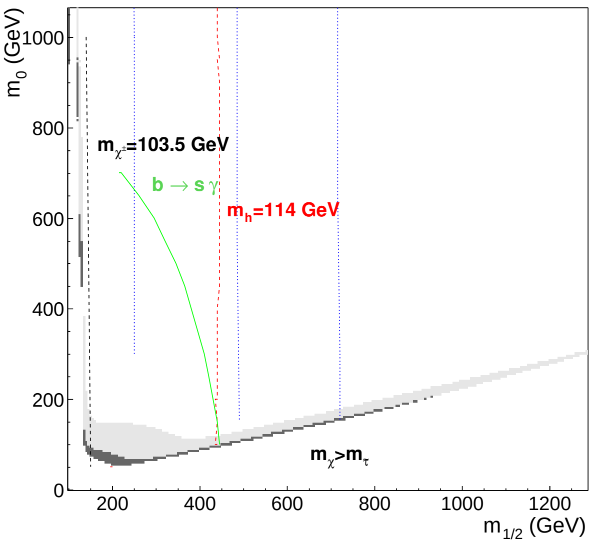
En appelant (N_1, N_2, N_3, N_4) les valeurs du vecteur propre de la matrice de masse des neutralinos, pour le neutralino le plus léger (χ), on définit la fraction de higgsino f_H par :

$$f_H = |N_3|^2 + |N_4|^2 \tag{16.22}$$

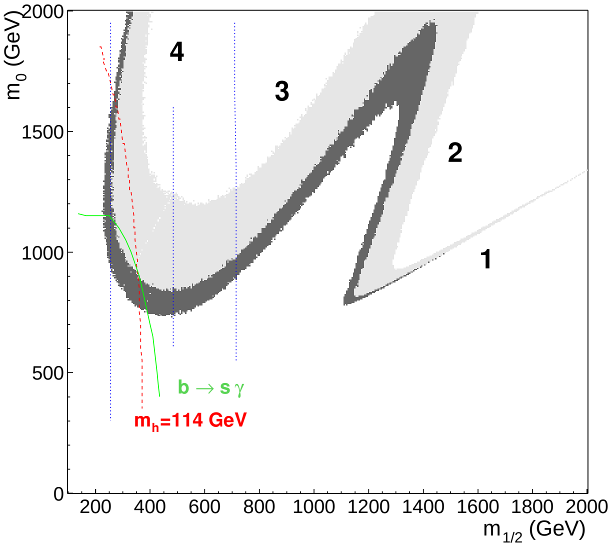
Pour $\tan\beta = 55$, $\mu > 0$ et $A_0 = 0$, les valeurs de f_H et $m_\chi/m_{1/2}$ sont représentées figure 16.3 en fonction de m_0. Seuls les modèles satifaisant $0.094 < \Omega_\chi h^2 < 0.129$ sont représentés. Les modèles exclus par les contraintes des expériences sur accélérateur sont représentés en gris clair (les autres étant en gris foncé). On note quatre régions distinctes correspondant aux régions du plan $(m_{1/2}, m_0)$ de la figure 16.2. La première correspond à la région de coannihilation avec le stau aux petites valeurs de m_0 et aux grandes valeurs de $m_{1/2}$. La deuxième et la troisième sont associées à l'augmentation de la section efficace d'annihilation des neutralinos à cause de résonances en voie s. La dernière région est la région "focus point" à grand m_0. On voit que dans cette dernière région la masse du neutralino est inférieure à $0.41\, m_{1/2}$ et la fraction de higgsino est plus importante.



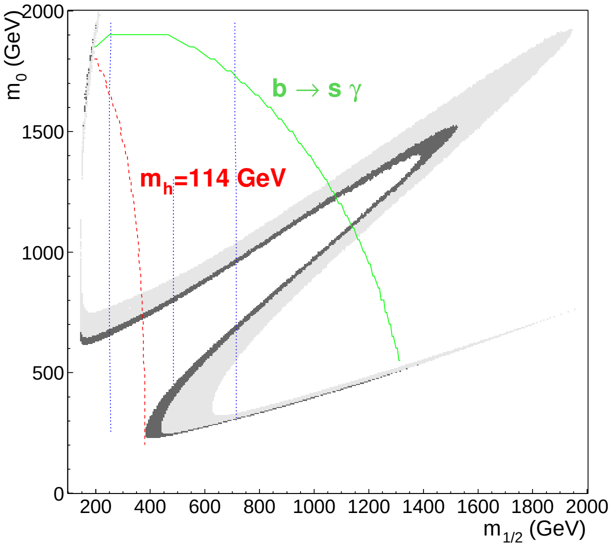
(a) $\tan\beta = 10$, $\mu > 0$



(b) $\tan\beta = 10$, $\mu < 0$



(c) $\tan\beta = 55$, $\mu > 0$



(d) $\tan\beta = 45$, $\mu < 0$

FIG. 16.2: *Plan* $(m_{1/2}, m_0)$ *pour plusieurs valeurs de* $\tan\beta$ *et du signe de* μ. *La zone en gris clair correspond à* $0.129 < \Omega_\chi h^2 < 0.3$ *et la zone sombre à* $0.094 < \Omega_\chi h^2 < 0.129$. *Les isocourbes de masse de neutralinos sont représentées en pointillés pour* m_χ*= 100, 200 et 300 GeV. Les limites d'exclusion associées au rapport de branchement* $b \to s\gamma$, *à la masse du Higgs et la masse du chargino sont aussi représentées.*

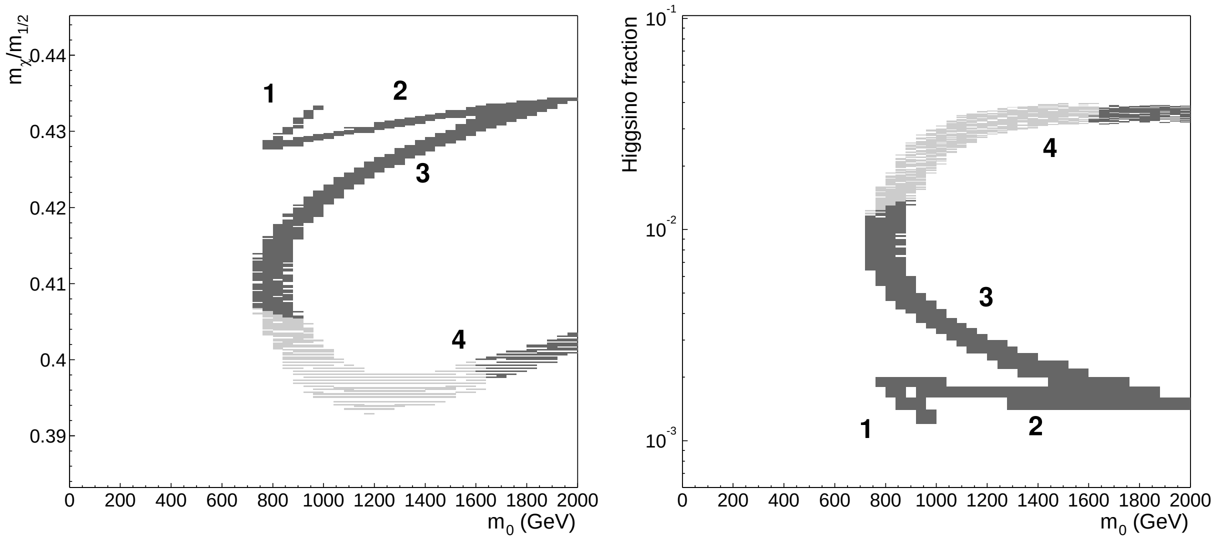


FIG. 16.3: *Rapport* $(m_\chi/m_{1/2})$ *de la masse du neutralino le plus léger sur la masse des fermions à l'échelle de grande unification (à gauche) et fraction de higgsino* f_H *du neutralino le plus léger (à droite) en fonction de la masse des scalaires* m_0 *à l'échelle de grande unification pour* $\tan\beta = 55$*,* $\mu > 0$ *et* $A_0 = 0$*. Seuls les modèles satisfaisant* $0.129 < \Omega_\chi h^2 < 0.129$ *sont représentés. Les modèles exclus par les contraintes des expériences sur accélérateur sont en gris clair (les autres étant en gris foncé).*

A propos de la région "focus point"

Nous nous sommes limités jusqu'à maintenant aux valeurs de m_0 inférieures à 2 TeV (en suivant la gamme utilisée par Ellis et al. [123]). Feng et al. [131] ont cependant montré que la région à grand m_0 (plusieurs TeV) est aussi naturelle que la région à petit m_0. Ils se basent pour cela sur les paramètres d'ajustement fins c_i définis par

$$c_i \equiv \left| \frac{\partial \ln m_Z^2}{\partial \ln a_i} \right| \tag{16.23}$$

où les a_i sont les paramètres du modèle m-SUGRA à l'échelle de grande unification.

Si nous étendons la gamme en m_0 jusqu'à 6 TeV (comme cela est fait par Baer et Balázs [132]), on obtient une large région donnant une densité relique de neutralinos compatibles avec les données de WMAP. Par exemple, la figure 16.4 montre les valeurs de densité relique dans le plan $(m_{1/2}, m_0)$ pour $\tan\beta = 35$, $\mu > 0$ et $A_0 = 0$.

Gamme des paramètres m-SUGRA considérés

Les paramètres du modèle m-SUGRA que nous considérerons par la suite pour estimer le potentiel de détection de HESS sont les suivants :

- 100 GeV $< m_{1/2} <$ 2 TeV
- 1 GeV $< m_0 <$ 6 TeV
- Pour $\mu > 0$, les valeurs de $\tan\beta$ sont 10, 20, 35, 50, 55, et 60.
- Pour $\mu < 0$, $\tan\beta \in [10, 20, 35, 40, 45]$
- $A_0 = 0$

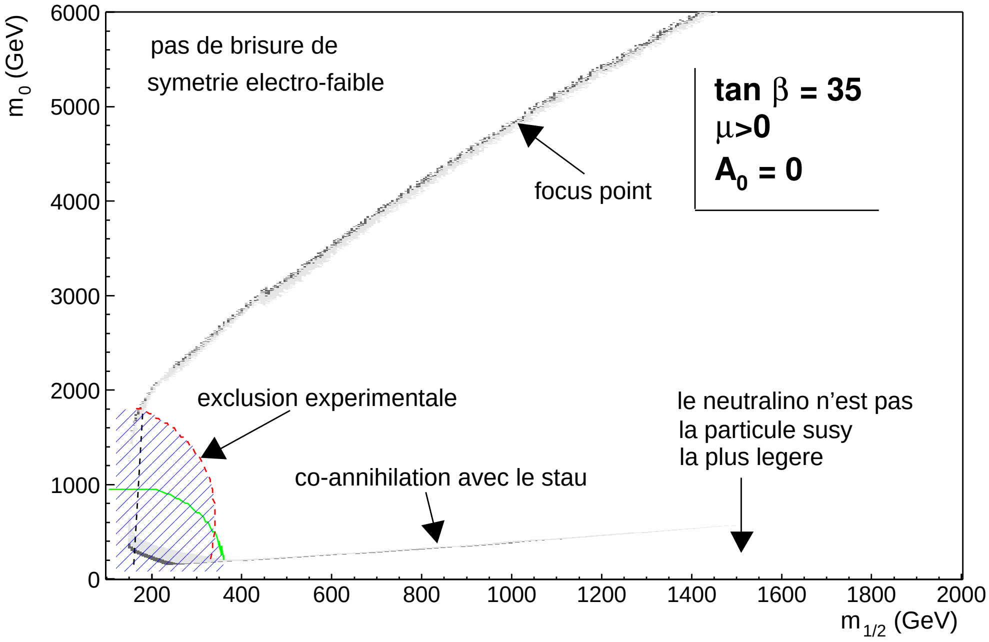


FIG. 16.4: *Densité relique du neutralino dans le plan* $(m_{1/2}, m_0)$ *pour* $\tan\beta = 35$*,* $\mu > 0$ *et* $A_0 = 0$*. La région exclue par les expériences sur accélérateurs est hachurée. La zone en gris clair correspond à* $0.129 < \Omega_\chi h^2 < 0.3$ *et la zone sombre à* $0.094 < \Omega_\chi h^2 < 0.129$*. On observe une large région donnant une densité relique de neutralinos compatibles avec les données de WMAP pour les grandes valeurs de* m_0*.*

La limite inférieure pour $m_{1/2}$ est déterminée par la limite sur la masse du chargino (ou du neutralino) obtenue par les expériences sur accélérateur. Pour m_0, cette limite est contrainte par la condition que le neutralino soit la particule supersymétrique la plus légère. Les valeurs maximales choisies de $m_{1/2}$ et m_0 sont plus arbitraires. La valeur de m_0 est limitée par des aspects d'ajustement fin de la théorie (“fine-tuning”) [131]. La valeur maximale de $m_{1/2}$ est limitée par la contrainte sur la densité relique pour une valeur maximale de m_0.

Nous avons utilisé un lot discret de valeurs de $\tan\beta$ pour des contraintes de temps de calcul. Les valeurs minimales de $\tan\beta$ sont contraintes par les limites LEP et les valeurs maximales par le rapport d'embranchement du processus $b \to s\gamma$. Il existe par ailleurs des limitations théoriques pour la valeur de $\tan\beta$. Par exemple, le couplage de Yukawa du quark bottom (y_b) est inversement proportionnel à $\cos\beta$ (en ne tenant pas compte des corrections radiatives) :

$$y_b = \frac{g\, m_b}{\sqrt{2}\, m_W\, \cos\beta} \tag{16.24}$$

où m_b est la masse du quark b, et m_W celle du boson de jauge W. Ce couplage y_b ne doit pas être trop important pour que la théorie soit perturbative, cela implique une limite supérieure sur $\tan\beta$ de l'ordre de 60 (voir par exemple la référence [133]). Cette limite est du même ordre de grandeur que celle apportée par la mesure du rapport d'embranchement du processus $b \to s\gamma$.

Nous nous limitons à des couplages trilinéaires A_0 nuls.

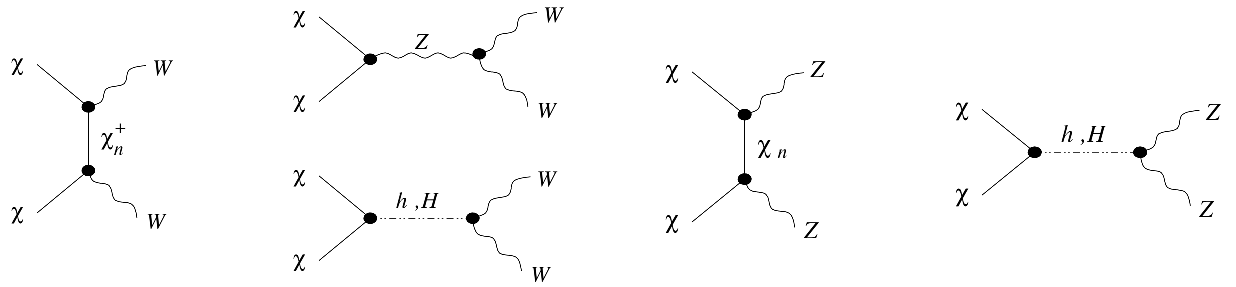


FIG. 16.5: *Diagrammes contribuant à l'annihilation de neutralinos en bosons de jauge d'interaction faible.*

16.4 Emission gamma d'annihilation

Les canaux d'annihilation des neutralinos sont nombreux, ce qui rend fastidieux le calcul de la section efficace totale. Le neutralino étant non relativiste aujourd'hui, il est utile de faire un développement Taylor de $\sigma_{ann}v$,

$$\sigma_{ann}v = a + b\,v^2 + \mathcal{O}(v^4) \tag{16.25}$$

Dans la pratique, le terme a est suffisant pour calculer les flux de muons et de photons que l'on peut observer aujourd'hui suite à l'annihilation des neutralinos, et pour calculer les sections efficaces de diffusion dans les expériences de détection directe.

En revanche, le terme b est important pour les calculs de densité relique.

16.4.1 Les canaux d'annihilation

Les neutralinos peuvent s'annihiler en bosons d'interaction faible, produisant des paires W^+W^- et Z^0Z^0 (voir figure 16.5). Ces canaux contribuent largement à la section efficace totale pour des masses de neutralinos supérieures à m_Z ou m_W. Les produits d'annihilation contenant des bosons de Higgs sont Z^0H^0, Z^0h^0, Z^0A^0, W^-H^+, H^0h^0, A^0A^0, A^0h^0, A^0H^0 (voir figure 16.6).

Du fait de leurs faibles masses, les canaux conduisant à des paires de fermions sont toujours cinématiquement permis (voir figure 16.7). Cependant dans la limite de vitesse nulle, ces canaux sont supprimés à cause des états d'hélicité. Comme le neutralino est un fermion de Majorana et donc sa propre antiparticule, la statistique de Fermi impose qu'ils aient des spins opposés lors de l'annihilation. Il doit en être de même pour les fermions produits, ce qui impose un facteur m_f au rapport d'embranchement dû à l'inversion d'hélicité. La suppression dans la voie s est donc de m_f^2/m_χ^2. Les canaux produisant des paires de gluons (figure 16.8) ne sont pas supprimés par hélicité. Ils peuvent donc dominer le rapport d'embranchement en fermions lorsque $m_f << m_\chi$ bien qu'ils soient supprimés d'un facteur α_s^2.

Les annihilations en paires de γ peuvent jouer un rôle très important dans la mesure où ils conduisent à un signal quasi monochromatique pour des neutralinos non relativistes. L'observation par des télescopes γ d'un tel signal serait une preuve directe du processus d'annihilation. Ces processus d'annihilation sont cependant compliqués et ont des rapports d'embranchement faibles (figure 16.9).

Pour un modèle avec $\tan\beta = 45$, $\mu > 0$ et $A_0 = 0$, les rapports d'embranchements dominant en W^+W^-, Z^0Z^0, $t\bar{t}$ et $b\bar{b}$ sont représentés sur la figure 16.10 tirée de [129]. Les rapports d'embranchements en W^+W^- et Z^0Z^0 sont directement proportionnels à la fraction de higgsino f_H. Ils sont donc dominants pour les grandes valeurs de m_0. Le canal $b\bar{b}$ est important pour les faibles et grandes valeurs de m_0, et le canal Z^0Z^0 domine pour des valeurs intermédiaires.

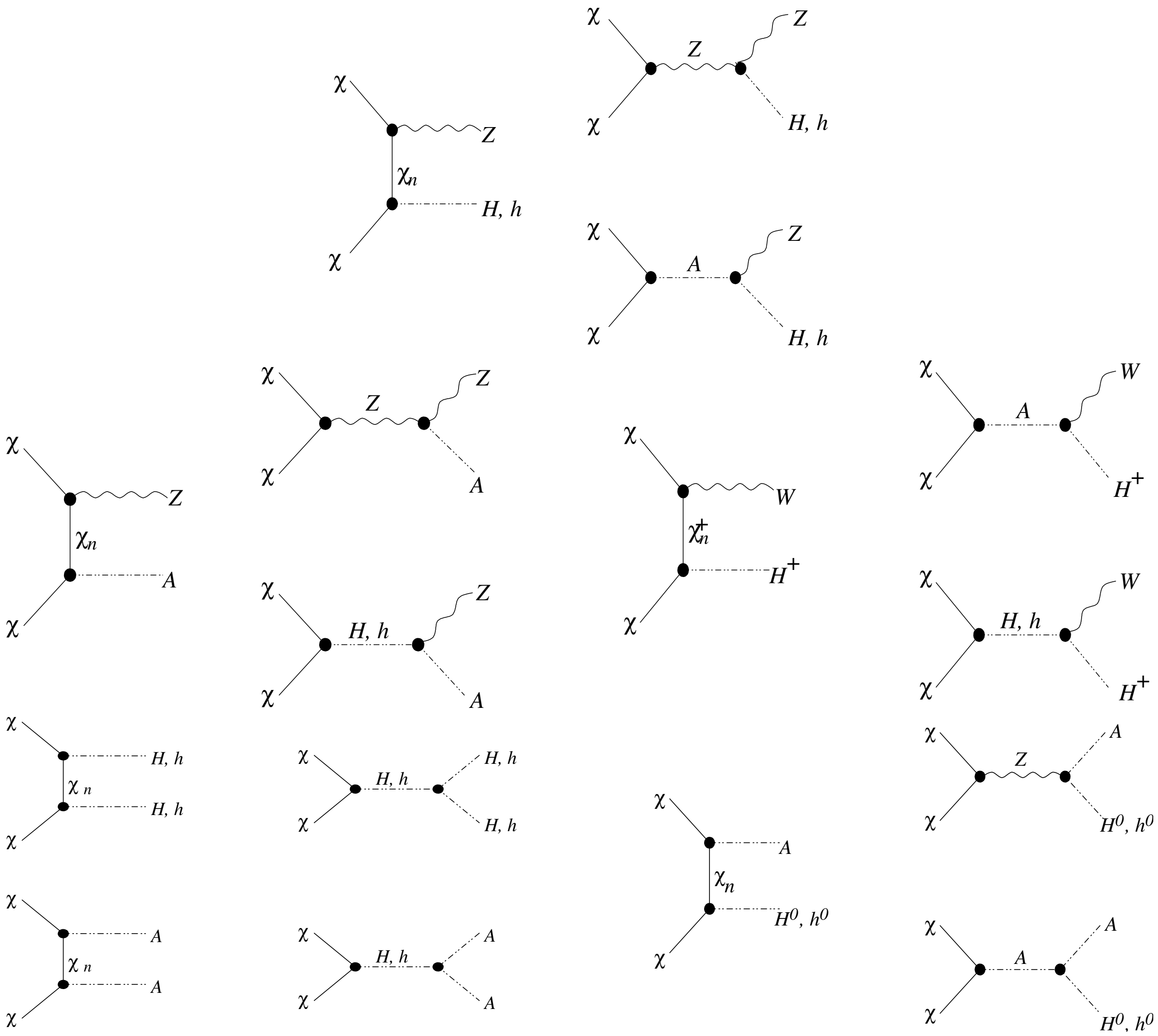


FIG. 16.6: *Diagrammes contribuant à l'annihilation de neutralinos donnant des Higgs.*

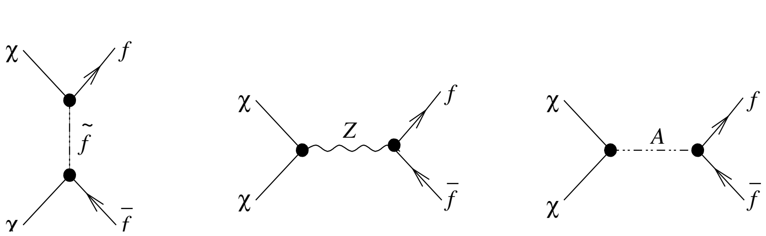


FIG. 16.7: *Diagrammes contribuant à l'annihilation de neutralinos en fermions.*

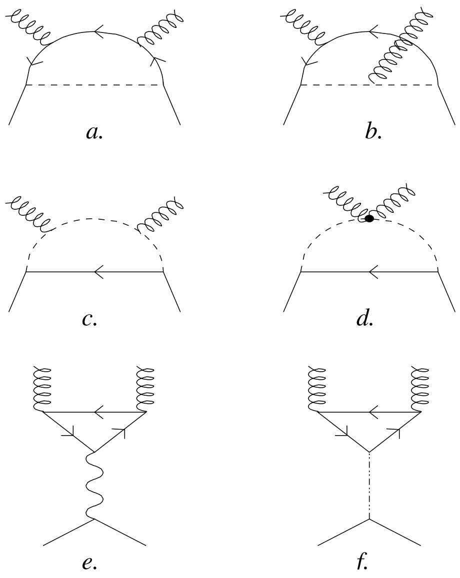


FIG. 16.8: *Diagrammes contribuant à l'annihilation de neutralinos en gluons.*

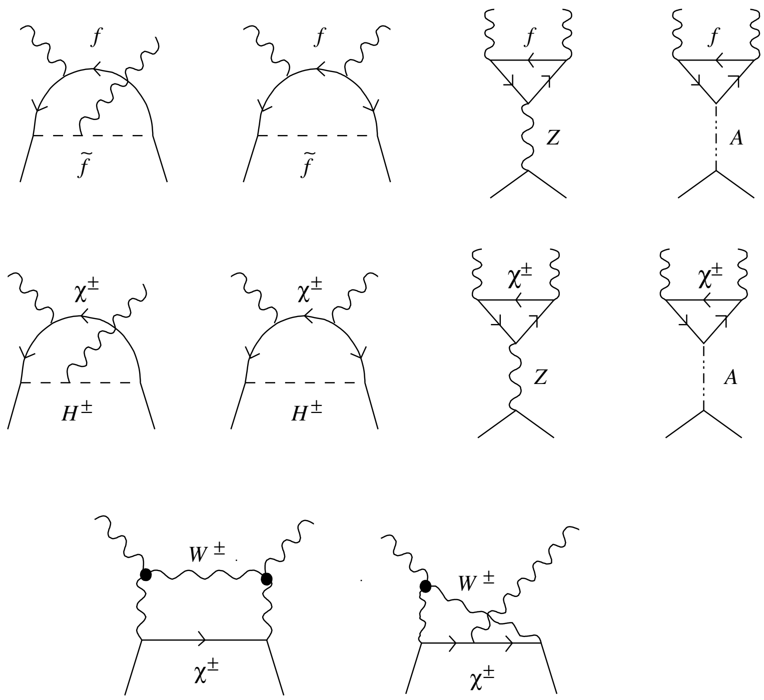


FIG. 16.9: *Diagrammes contribuant à l'annihilation de neutralinos en photons.*

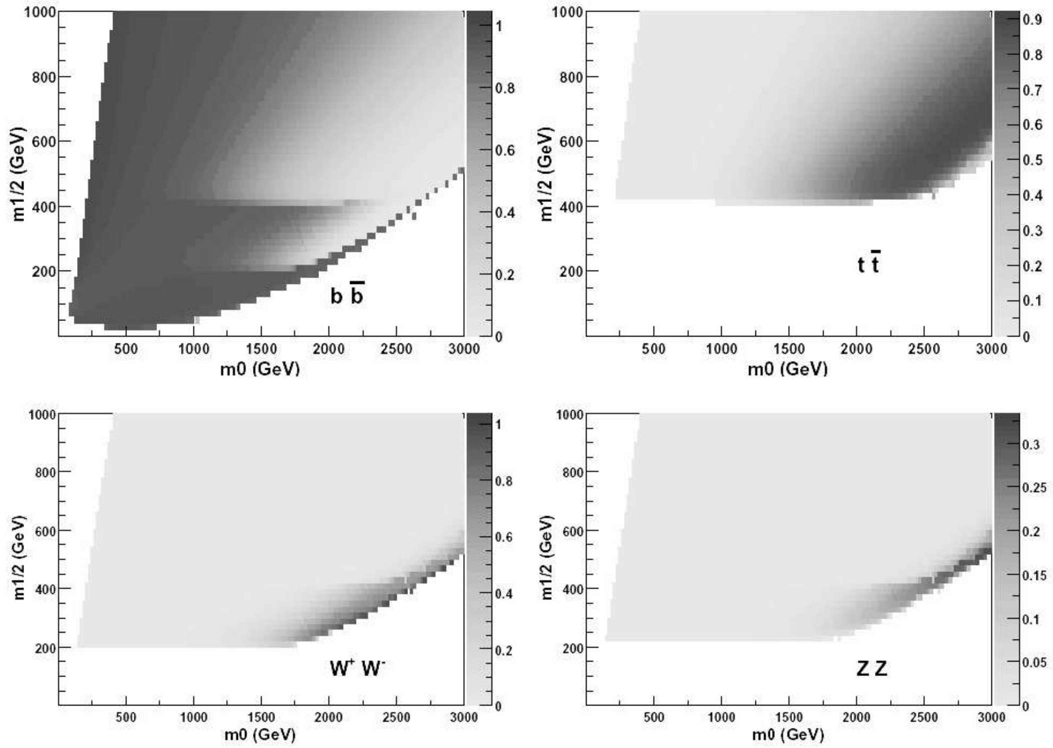


FIG. 16.10: *Rapport d'embranchement dominant dans l'annihilation des neutralinos dans le plan* $(m_0, m_{1/2})$.

16.4.2 Le signal gamma d'annihilation

Nous avons vu que le taux de production d'un signal de raies γ est faible.

En revanche, les processus donnant des bosons d'interaction faible et des gluons produisent un continuum gamma important suite à leur hadronisation. Ce flux peut être obtenu à partir du modèle DarkSusy [121].

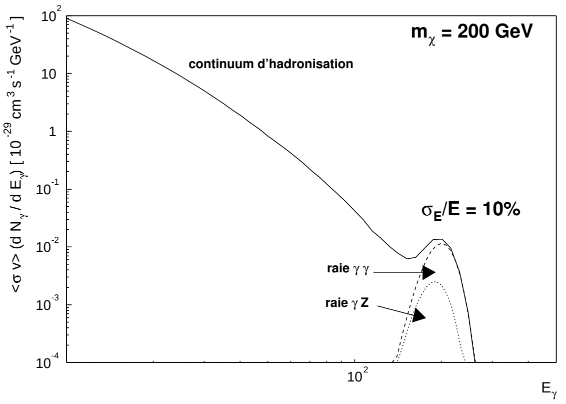
La figure 16.11 montre le spectre γ d'annihilation pour un neutralino de masse $m_\chi = 200$ GeV représenté par $(\mathrm{d}N_\gamma/\mathrm{d}E_\gamma)\,\langle\sigma_{ann}v\rangle$. Les raies sont à une énergie $E_\gamma = m_\chi$ pour l'annihilation en $\gamma\gamma$ et $E_\gamma = m_\chi(1 - m_Z^2/4m_\chi^2)$ pour une annihilation en γZ. On note que pour une résolution en énergie de 10%, les raies dominent le spectre à haute énergie. Elles commencent à être noyées dans le continuum pour une résolution en énergie de 30%.

Les contributions au spectre gamma suite à l'hadronisation des produits d'annihilation W^+W^-, Z^0Z^0, $t\bar{t}$, $b\bar{b}$ et $u\bar{u}$ sont représentées sur la figure 16.12 tirée de [150]. Ces spectres ont été obtenus avec les simulations Monte Carlo PYTHIA 6.113 [130]. Les spectres les plus durs sont associés aux paires $u\bar{u}$, W^+W^- et Z^0Z^0. Le canal d'annihilation en $u\bar{u}$ a cependant un rapport d'embranchement faible.

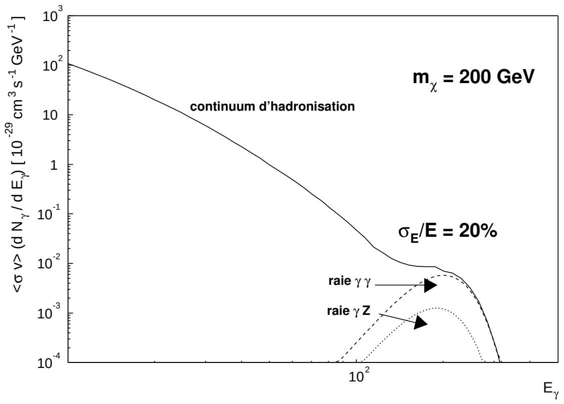
16.4.3 Le flux gamma provenant d'un halo

Le flux gamma au-dessus d'un seuil en énergie E_{th} provenant d'un halo de neutralinos correspond à l'intégrale le long de la ligne de visée du taux d'annihilation par unité de volume $\langle\sigma_{ann}v\rangle\, n_\chi^2$ multiplié par le nombre de γ produits par annihilation au-dessus du seuil E_{th}. Sur un champ de vue $\Delta\Omega$, ce flux vaut :

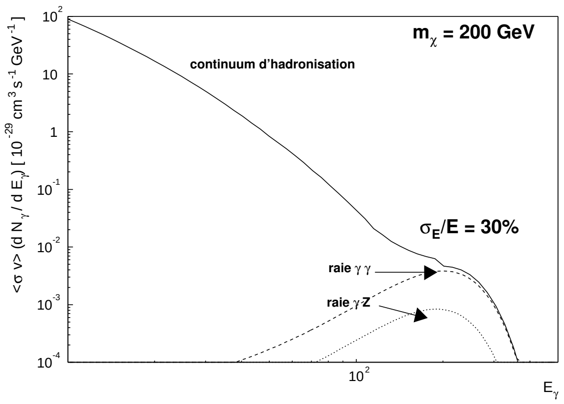
$$\Phi_\gamma(E_{th}) = \frac{\langle\sigma_{ann}v\rangle\, N_\gamma(E > E_{th})}{m_\chi^2} \times \frac{1}{4\pi}\int_{\Delta\Omega} \mathrm{d}\Omega \int_0^\infty \rho^2(l)dl \tag{16.26}$$



(a) $\Delta E/E = 10\%$



(b) $\Delta E/E = 20\%$



(c) $\Delta E/E = 30\%$

FIG. 16.11: *Spectre γ d'annihilation $(\mathrm{d}N_\gamma/\mathrm{d}E_\gamma)\,\langle\sigma_{ann}v\rangle$ pour un neutralino de masse $m_\chi = 200$ GeV en unités de 10^{-29} cm^3 s^{-1} GeV^{-1}. Le continuum à basse énergie est dû à l'hadronisation des produits d'annihilation. Les pics à $E_\gamma = m_\chi$ et $E_\gamma = m_\chi(1 - m_Z^2/4m_\chi^2)$ sont dus aux annihilations en $\gamma\gamma$ et γZ. On a considéré trois résolutions en énergie de 10, 20 et 30%.*

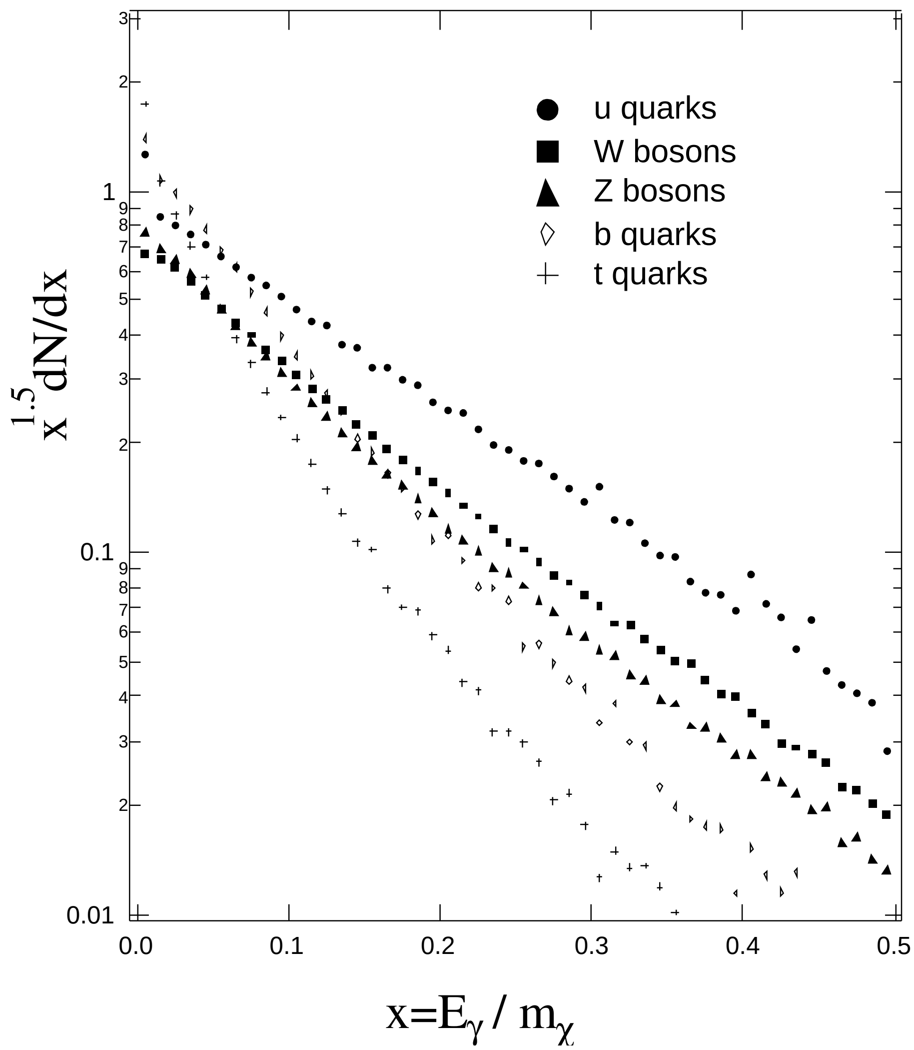


FIG. 16.12: *Spectre gamma d'hadronisation des produits d'annihilation W^+W^-, Z^0Z^0, $t\bar{t}$, $b\bar{b}$ et $u\bar{u}$ pour un neutralino de 500 GeV. Les spectres sont représentés par la fonction $x^{1.5}\mathrm{d}N/\mathrm{d}x$, où $x = E_\gamma/m_\chi$. Cette figure est tirée de [150].*

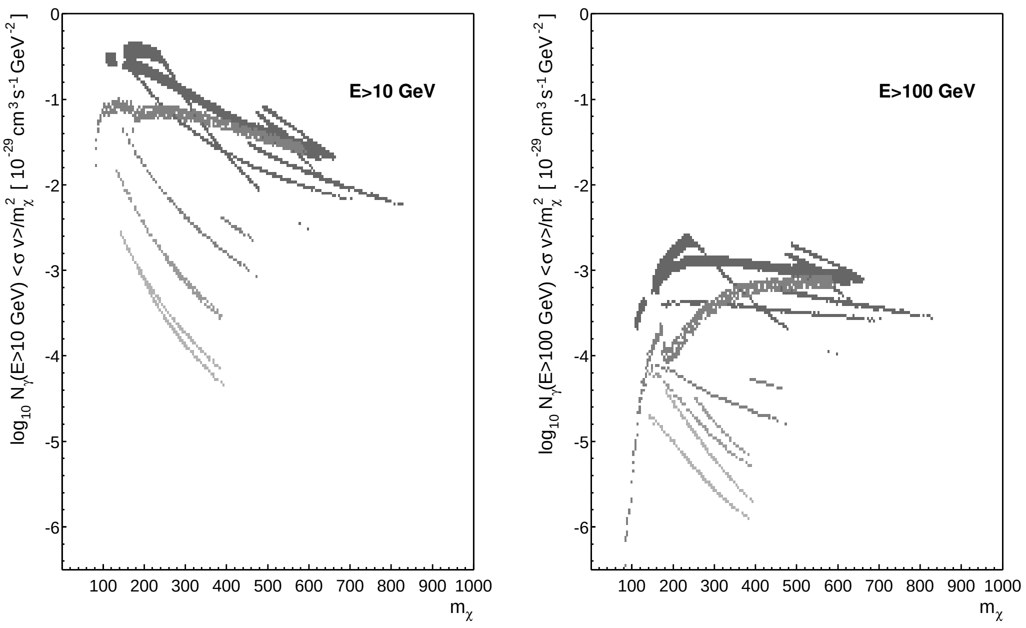


FIG. 16.13: **Continuum γ :** $\langle\sigma_{ann}v\rangle\, N_\gamma(E > E_{th})/m_\chi^2$ *en fonction de la masse du neutralino en GeV pour des modèles m-SUGRA sélectionnés selon les critères de la table 16.1. Chaque courbe correspond à une valeur de* $\tan\beta$ *comprise entre 10 et 60 et une valeur du signe de* μ *(positif et négatif). Les grandes valeurs de* $\tan\beta$ *sont en gris sombre. La figure de gauche est obtenue pour un seuil* E_{th} *en énergie des photons* γ *de 10 GeV, et la figure de droite pour* $E_{th} = 100$ *GeV.*

où $\rho = m_\chi n_\chi$. Le premier terme dépend du modèle supersymétrique et le second du modèle de halo de matière noire.

Nous utilisons un lot de modèles m-SUGRA pour déterminer les valeurs de $\langle\sigma_{ann}v\rangle\, N_\gamma(E > E_{th})/m_\chi^2$ pour différentes valeurs de E_{th} et en ne considérant que les raies γ. Le spectre de masses des particules à l'échelle électrofaible est obtenu avec ISAJET, la densité relique est calculée en utilisant MicrOMEGAs, et on utilise DarkSusy pour le calcul des sections efficaces, des rapports d'embranchement, et du flux gamma.

Nous considérons les modèles sélectionnés en fonction des critères énumérés dans la table 16.1 pour la gamme des paramètres m-SUGRA présentée précédemment.

La figure 16.13 montre le terme $(\langle\sigma_{ann}v\rangle\ N_\gamma(E > E_{th})/m_\chi^2)$ en fonction de la masse du neutralino pour un seuil en énergie des gamma E_{th} de 10 et 100 GeV pour ces modèles. C'est ce terme qui, multiplié par le terme astrophysique du halo, donne le flux gamma au-dessus du seuil E_{th}.

On observe sur cette figure que les contraintes sur la densité relique et celles provenant des expériences sur accélérateurs permettent de borner la masse du neutralino entre environ 100 GeV et 900 GeV. Ceci est très intéressant pour HESS compte tenu de son seuil en énergie de l'ordre de 100 GeV. D'autre part, le signal du continuum augmente en fonction de $\tan\beta$. La contrainte de densité relique est telle qu'elle fixe pratiquement la section efficace d'annihilation pour une masse de neutralino, une valeur de $\tan\beta$ et du signe de μ.

La figure 16.14 montre $\langle\sigma_{ann}v\rangle\, N_\gamma/m_\chi^2$ pour les raies $\gamma\gamma$ et γZ^0 en fonction de l'énergie du gamma. Pour la raie $\gamma\gamma$, $N_\gamma = 2$ et $E_\gamma = m_\chi$ et pour la raie γZ^0, $N_\gamma = 1$ et $E_\gamma = m_\chi\,(1 - m_Z/m_\chi/4)$. Le signal de raie est plus important pour les petites valeurs de $\tan\beta$.

Nous utiliserons ces résultats pour estimer le potentiel de détection d'un signal gamma d'annihilation de neutralinos dans le chapitre suivant. Nous étudierons pour cela les différents types de halos de matière noire envisageables pour plusieurs sources.

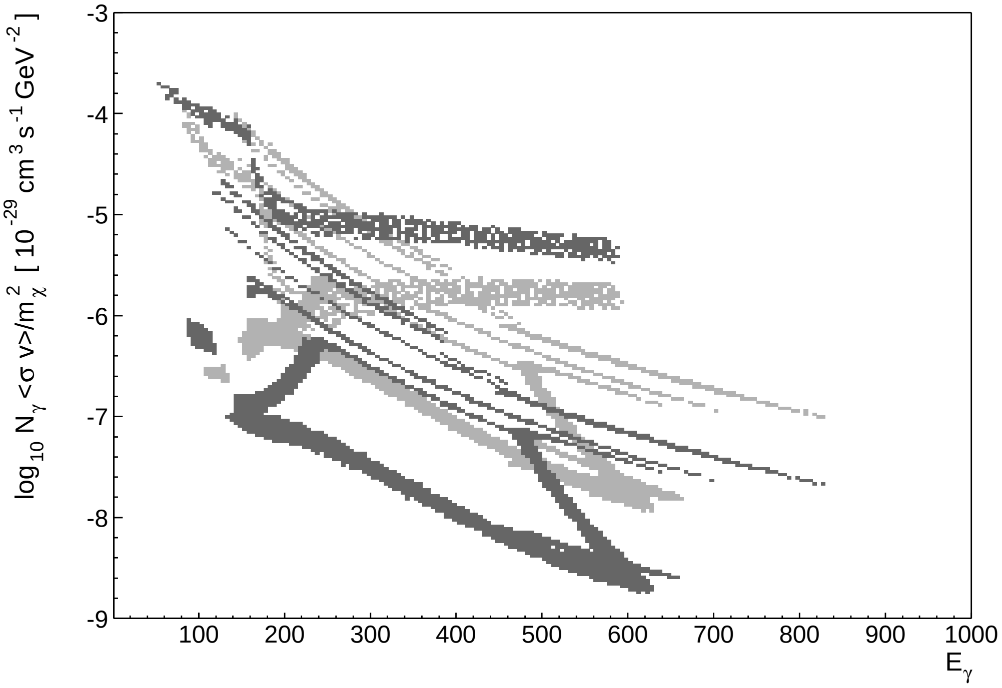


FIG. 16.14: **Raies** γ **:** $\langle\sigma_{ann}v\rangle\, N_\gamma/m_\chi^2$ *en fonction de l'énergie du gamma pour des modèles m-SUGRA sélectionnés selon les critères de la table 16.1. Chaque courbe correspond à une valeur de* $\tan\beta$ *une valeur du signe de* μ*. Pour la raie* $\gamma\gamma$ *(en gris clair),* $N_\gamma = 2$ *et* $E_\gamma = m_\chi$ *et pour la raie* γZ^0 *(en gris foncé),* $N_\gamma = 1$ *et* $E_\gamma = m_\chi\,(1 - m_Z/m_\chi/4)$.

Chapitre 17

Quelles sources pour HESS ?

Le terme dépendant de la distribution de matière noire dans un halo, donné par l'équation 16.26, permet de choisir les sources envisageables pour HESS, indépendamment des modèles supersymétriques. Nous appellerons ce terme $J(\Delta\Omega)$ où $\Delta\Omega$ est l'angle solide sur lequel le signal est intégré.

$$J(\Delta\Omega) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta\Omega} \mathrm{d}\Omega \int_0^{\infty} \rho^2(l) dl \tag{17.1}$$

Nous avons vu dans le paragraphe 15.2 que les incertitudes sur les formes de halos sont aujourd'hui importantes. En particulier la dépendance de la densité en fonction du rayon dans la région centrale des halos influe de manière importante sur le terme $J(\Delta\Omega)$. Dimensionnellement,

$$J \sim \frac{\text{masse} \times \text{densité}}{\text{distance}^2} \tag{17.2}$$

Ainsi, la densité et la distance du halo à la Terre influent de façon importante sur l'intensité du flux de γ d'annihilation que l'on cherche à mesurer.

Une source très intéressante est le centre galactique, compte tenu de la masse de son halo et de la distance à la Terre. Nous étudierons cette source en détail par la suite.

Les halos de plusieurs galaxies prometteuses en terme de valeur de $J(\Delta\Omega)$ ont été étudiées. Citons les galaxies proches de la Voie Lactée : M87 [134], M31 [135] et les galaxies naines, satellites de notre galaxie, Ursa Minor, Sextans, Draco, Carina [134, 136].

Nous avons vu que les simulations à N-corps prédisent un grand nombre de sous-structures à l'échelle galactique que l'on appelle aussi grumeaux de matière noire. La plupart de ces grumeaux n'ont pas de contrepartie optique, il est donc probable que l'un d'eux soit suffisamment proche de la Terre pour conduire à un flux gamma important. Cette possibilité a été envisagée par [137].

Une voie qui n'a pas été explorée est la présence de matière noire dans les amas globulaires. Nous consacrerons un chapitre à cette éventualité.

L'acceptance aux photons γ de HESS dépend fortement de l'angle zénithal d'observation comme nous l'avons montré dans le paragraphe 14.1. En particulier le seuil en énergie en fonction de l'angle zénithal θ_Z pour une acquisition avec un seul télescope peut être paramétré par

$$E_{th}(\theta_Z) = 0.187 + 2.67 \times (1 - \cos\theta_Z)^2 \ \text{TeV} \tag{17.3}$$

Compte tenu de la gamme en énergie des neutralinos entre 100 GeV et 1 TeV obtenue à partir des contraintes des expériences en accélérateurs et les contraintes sur la densité relique, notre intérêt est de sélectionner des sources ayant une élévation maximale au niveau du site de HESS afin d'avoir un seuil en énergie le plus bas possible.

17.1 Le centre galactique

Les contraintes sur la distribution du halo de matière noire dans notre galaxie sont faibles. Nous verrons dans une première partie comment le profil moyen du halo peut être évalué à partir d'estimations de la densité de matière noire au niveau de la Terre, de courbes de rotation, et d'estimations de la masse totale du halo. L'observation de micro-lentilles gravitationnelles en direction du centre galactique permet en outre d'estimer une contribution minimale des étoiles aux courbes de rotation.

Nous verrons ensuite que le terme $J(\Delta\Omega)$ peut être amplifié par l'existence de grumeaux de matière noire dans le halo moyen. Nous utiliserons les résultats de simulations pour estimer le facteur d'amplification du terme $J(\Delta\Omega)$ dû à l'existence de ces sous-structures.

Un autre aspect est l'impact du trou noir super massif au centre de la galaxie dont la présence est avérée. Sa présence peut modifier la structure du halo dans sa région centrale, là où la densité de matière noire est censée être la plus importante. Cela peut impliquer une amplification significative du terme $J(\Delta\Omega)$.

17.1.1 Les contraintes sur la distribution de matière noire dans le halo

Densité locale de matière noire

Nous reprenons ici la discussion de Binney et Evans [138]. Le champ de vitesse des étoiles proches permet d'estimer la densité de masse dans l'environnement terrestre. Les distances et les vitesses radiales d'un grand nombre d'étoiles de part et d'autre du plan galactique au niveau de la Terre [139] permettent de déterminer une densité de surface de matière sur une tranche $[-z_{max}, +z_{max}]$ avec $z_{max} = 1.1$ kpc de 71 ± 6 M$_\odot$.pc^{-2} (z est la coordonnée perpendiculaire au plan galactique).

Il faut maintenant estimer la contribution baryonique à cette masse. Un comptage d'étoiles de type M avec le télescope de Hubble permet de déterminer leur profil vertical de densité $\rho_M(z)$. En faisant l'hypothèse que ce profil reflète celui de l'ensemble des étoiles, Binney et Evans [138] trouvent une épaisseur effective $\bar{z}_*$ du disque stellaire sur la tranche $[-z_{max}, +z_{max}]$ valant

$$\bar{z}_* = \frac{1}{\rho_M(z=0)} \int_{z=-z_{max}}^{z_{max}} \rho_M(z)dz = 691 \pm 55 \text{ pc} \tag{17.4}$$

Un comptage des étoiles dans l'environnement solaire donne une densité d'étoiles $\rho_*^0 = 39 \times 10^{-3}$ M$_\odot$.pc^{-3} [140], ainsi la densité de surface des étoiles entre $z = -z_{max}$ et $+z_{max}$ vaut $\Sigma_* = \rho_*^0 \bar{z}_* = 26.9 \pm 13$ M$_\odot$.pc^{-2}

Une autre estimation par [141] donne un résultat compatible $\Sigma_* = 30 \pm 10$ M$_\odot$.pc^{-2}. La densité de colonne de gaz a été estimée par [141]. Elle comprend l'hydrogène atomique (9.25 M$_\odot$.pc^{-2}), l'hydrogène moléculaire (1.8 M$_\odot$.pc^{-2}), et 23% d'hélium en masse. La densité de surface du gaz est ainsi de 13.7 M$_\odot$.pc^{-2}.

Nous obtenons alors la densité de surface de matière noire sur la tranche $[-z_{max}, +z_{max}]$ qui vaut

$$\Sigma_{DM} = (30 \pm 15) \text{ M}_\odot.\text{pc}^{-2} \tag{17.5}$$

Masse totale du halo

La masse totale de la Galaxie et de son halo à grand rayon peut être obtenue à partir de la distribution de vitesse des satellites de la Galaxie, de la vitesse maximale des étoiles locales et en modélisant la dynamique des petit et grand nuages de Magellan. Dehnen et Binney [142] obtiennent une masse de $(6.3 \pm 2.5) \times 10^{11}$ M$_\odot$ dans une sphère de rayon de 100 kpc autour du centre de la galaxie.

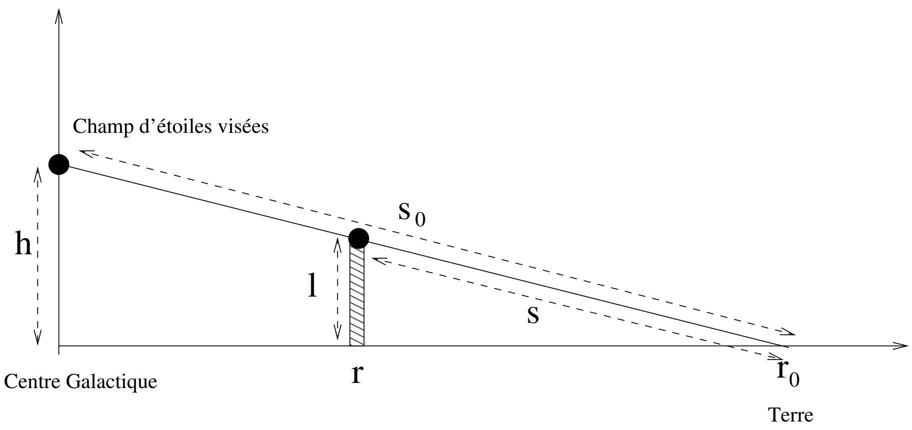


FIG. 17.1: *Un champ d'étoiles à une hauteur h du centre galactique est observé depuis la Terre, à une distance r_0 du centre galactique. On considère une bande stellaire de rayon r de demi-largeur l venant intercepter la ligne de visée.*

Courbes de rotation et contribution baryonique avec les micro-lentilles gravitationnelles

Les orbites des nuages de gaz dans la région centrale de la galaxie ne sont pas circulaires à cause de l'existence d'une barre galactique. Ces orbites ont été modélisées à partir de mesures de vitesses tangentielles [143], ce qui permet d'estimer les vitesses circulaires (v_c). L'équation suivante est un ajustement de la courbe de rotation obtenue [138] :

$$v_c = (r/r_0)^{0.1}\, 220\,\mathrm{km.s}^{-1} \tag{17.6}$$

où r est le rayon par rapport au centre galactique, et r_0 sa valeur au niveau de la Terre.

La profondeur optique des micro-lentilles gravitationnelles permet de donner une limite inférieure sur la masse totale des étoiles et donc sur leur contribution à la courbe de rotation.

Soit s_0 la distance d'un objet stellaire à la Terre. La section efficace σ_l d'un événement de micro-lentille gravitationnelle par une lentille de masse m_l située à une distance s de la Terre (voir schéma 17.1) est définie par $\sigma_l = \pi r_E^2$, où r_E est le rayon d'Einstein qui s'exprime comme suit :

$$r_E^2 = \frac{4Gm_l}{c^2} \times \frac{s(s_0 - s)}{s_0} \tag{17.7}$$

La profondeur optique τ des micro-lentilles gravitationnelles est la probabilité d'occurence d'un événement de micro-lentille gravitationnelle. Elle s'obtient en intégrant la section efficace le long de la ligne de visée, en tenant compte de la densité de lentilles, densité que l'on peut exprimer en termes de densité de masse ρ_*.

$$\tau = \int_{s=0}^{s_0} \sigma_l \frac{\rho_*}{m_l} \mathrm{d}s \tag{17.8}$$

$$= \frac{4\,\pi\,G}{c^2} \int_{s=0}^{s_0} \frac{s(s_0 - s)}{s_0} \rho_*\, \mathrm{d}s \tag{17.9}$$

Considérons un champ d'étoiles visé dans la région centrale de la galaxie à une hauteur $h \ll r_0$ du plan galactique, ainsi qu'une bande stellaire située à une distance r du centre galactique. Nous cherchons à estimer la masse minimale M_{min} de cette bande contribuant à la profondeur optique τ de micro-lentilles gravitationnelles. La largeur minimale de cette bande est obtenue par son intersection avec la ligne de visée du champ d'étoiles (voir schéma 17.1). Sa demi-largeur l vaut :

$$l = \frac{h(r_0 - r)}{r_0} \tag{17.10}$$

En considérant une densité constante dans cette bande, sa densité de surface Σ est alors

$$\Sigma = \frac{M_{min}}{4\pi r h} \times \frac{r_0}{r_0 - r} \tag{17.11}$$

La profondeur optique τ de micro-lentilles gravitationnelles de cette bande vaut :

$$\begin{aligned}\tau &\simeq \frac{4\,\pi\,G}{c^2}\,\frac{(r_0 - r)r}{r_0}\,\Sigma \\ &\simeq \frac{G\,M_{min}}{c^2\,h}\end{aligned}$$

Cette profondeur optique ne dépend pas de la position r de la bande. Cette équation s'applique donc aussi à une distribution stellaire continue en fonction de r. Elle nous donne la masse minimale d'étoiles permettant de rendre compte d'une mesure de la profondeur optique. De façon plus réaliste, la distribution d'étoiles n'est pas constante en fonction de la distance au plan galactique, mais suit probablement un profil exponentiel ou gaussien, auquel cas la masse minimale est augmentée d'un facteur e ou $\sqrt{\pi e/2}$ respectivement. On considère donc une masse minimale valant

$$M_{min} = \frac{e\,c^2\,h}{G}\tau \tag{17.12}$$

Cette expression est valide pour une galaxie à symétrie axiale. Si l'on tient compte de l'existence de la barre galactique qui induit une augmentation de la profondeur optique pour une masse donnée, Binney et Evans [138] montrent que la masse minimale M_{min} est diminuée d'un facteur 0.64 par rapport à l'équation 17.12, en considérant la distribution stellaire de forme elliptique, avec un rapport petit axe sur grand axe de 0.364.

Nous pouvons maintenant estimer la contribution minimale des baryons aux vitesses circulaires, afin d'en déduire la quantité maximale de matière noire que la Galaxie peut contenir.

La contribution aux vitesses circulaires des étoiles peut être obtenue en considérant une distribution stellaire elliptique, de masse M_{min}, avec un profil vertical de densité exponentiel, de demi-largeur l défini par l'équation 17.10.

Le profil radial de densité des étoiles n'est pas contraint par les observations de micro-lentilles gavitationnelles. Binney [144] montre que le profil permettant d'obtenir une vitesse circulaire minimale pour $r < r_0$ est un profil exponentiel $\propto \exp(-r/r_d)$ avec $r_d = 1$ kpc. A cette composante s'ajoute un disque stellaire avec $r_d = 3$ kpc, dont la densité de surface au niveau de la Terre vaut 26.9 $\mathrm{M_\odot.pc^{-2}}$. Ces deux populations contribuent à la profondeur optique τ.

Nous devons ajouter à cette composante stellaire la distribution du gaz interstellaire. On considère le profil de densité de surface proposé par [142] :

$$\Sigma_{gaz} = \Sigma_{gaz}(r_0) \times \exp\left[-\left(\frac{r_m}{r} + \frac{r}{2r_d}\right) + \left(\frac{r_m}{r_0} + \frac{r_0}{2r_d}\right)\right] \tag{17.13}$$

avec

$$\begin{aligned} r_m &= 4\ \mathrm{kpc} \\ \Sigma_{gaz}(r_0) &= 13.7\ \mathrm{M_\odot.pc^{-2}} \end{aligned}$$

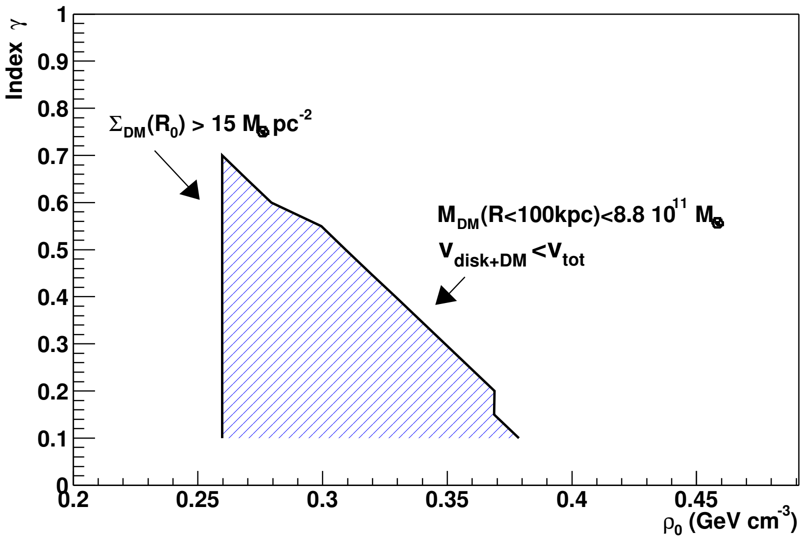


FIG. 17.2: *Zone permise des profils de halos de matière noire en fonction de l'indice γ et de la densité de matière noire au niveau de la Terre ρ_0, avec $\alpha = 1.5$ et $\beta = 3$.*

La valeur de r_m tirée de [142] rend compte de la faible densité de gaz qui a été mesurée dans la région centrale de la galaxie. La valeur de $\Sigma_{gaz}(r_0)$ a été obtenue précédemment.

L'expérience MACHO [145] a mesuré cette profondeur optique en visant un champ d'étoiles dont les coordonnées galactiques sont $(l, b) = (3.9°, -3.35°)$; ils obtiennent $\tau = (2.0 \pm 0.4) \times 10^{-6}$. On en déduit $M_{min} = 3.9 \times 10^{10}$ M$_\odot$.

Cette mesure permet d'obtenir une limite inférieure sur la vitesse circulaire due à la composante baryonique de la galaxie représentée sur la figure 17.3.

On obtient ainsi une limite supérieure sur la vitesse circulaire liée au halo de matière noire. En prenant en compte les contraintes sur la masse totale du halo, ainsi que la densité de surface de matière noire au niveau du soleil, nous pouvons alors étudier les profils de halos envisageables.

En considérant tous les halos décrits par l'équation 15.19 avec $\alpha = 1.5$ et $\beta = 3$, on obtient la zone permise dans le plan (ρ_0,γ) représentée figure 17.2. On voit que l'indice γ maximal qui donne un halo compatible avec les données est de 0.68 pour une densité de surface de matière noire au niveau de la Terre atteignant la limite inférieure $\Sigma_{DM} = 15$ M$_\odot$.pc^{-2}. La densité locale vaut alors 0.26 GeV.cm^{-3} (soit (6.8×10^{-3}) M$_\odot$.pc^{-3}) et le rayon de coeur r_S est de 23.9 kpc. La courbe de rotation pour ce halo est représentée figure 17.3 avec la courbe de rotation expérimentale (équation 17.6) et la contribution minimale des baryons.

C'est le halo qui donne le signal gamma d'annihilation maximal. Nous l'appellerons halo MAX.

Cette analyse donne un terme J beaucoup plus faible que ceux obtenus avant la publication de Binney et Evans [138] (voir par exemple [150]). La valeur maximale de l'indice γ que l'on obtient est incompatible avec les profils de Moore et NFW. Les profondeurs optiques des micro-lentilles gravitationnelles sont donc très contraignantes, Binney et Evans ont utilisé les données ayant la valeur la plus faible au moment de leur publication. Une mesure plus récente par la collaboration EROS [146] donne cependant une profondeur optique plus faible de $(0.94 \pm 0.29) \times 10^{-6}$ dans un champ centré sur les coordonnées $(l, b) = (2.5°, -4°)$. Cette mesure implique une augmentation de la densité maximale du halo de matière noire.

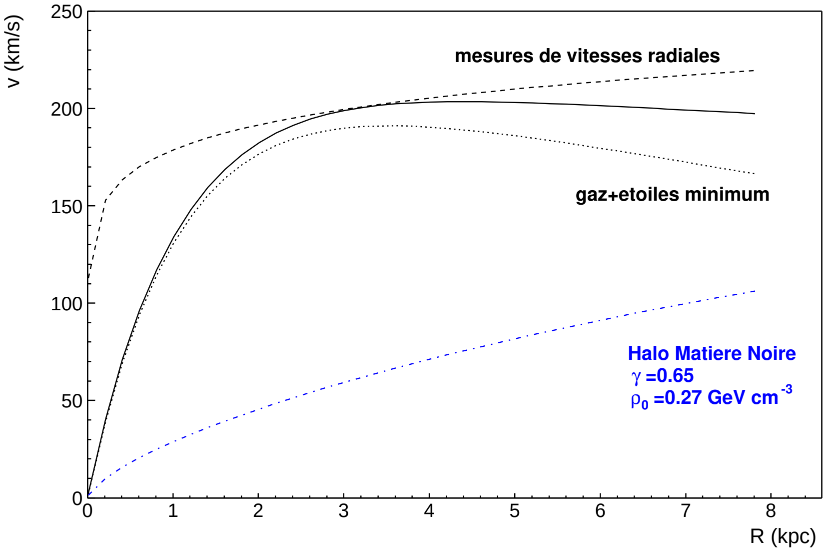


FIG. 17.3: *Vitesse de rotation due au halo de matière noire décrit par l'équation 15.19 avec* $\alpha = 1.5$*,* $\beta = 3$*,* $\gamma = 0.65$*,* $\rho_0 = 0.26$ *GeV.cm*$^{-3}$ *et* $r_S = 23.9$ *kpc. Sont aussi représentées la contribution minimale des baryons à la vitesse de rotation (pointillés) et l'ajustement des données (tirets, équation 17.6) [138].*

17.1.2 La contribution des grumeaux de matière noire

Comme le flux de gamma d'annihilation est proportionnel au carré de la densité, les in-homogénéités de densité vont accroître le flux pour une même valeur de la densité moyenne. Nous allons estimer cette amplification en nous basant sur une étude de Taylor et Silk [147].

On définit ce facteur d'amplification du flux sur un volume V par,

$$f(V) \equiv \frac{1}{\bar{\rho}^2 V} \int_V \rho^2 dV \tag{17.14}$$

Si l'on cherche à obtenir le facteur d'amplification du flux global $f_G(V)$ dû à des sous-structures contenues dans un halo de galaxie occupant un volume V, il faut intégrer le facteur d'amplification de chaque sous-structure de masse M, pondéré par leur nombre par unité de volume et de masse $\mathrm{d}n(M)/\mathrm{d}M$. Ce facteur vaut :

$$f_G(V) = \frac{1}{\hat{\rho}^2 V} \int_M \left(V \frac{\mathrm{d}n(M)}{\mathrm{d}M} \mathrm{d}M \right) \bar{\rho} M f(M) \tag{17.15}$$

où $\hat{\rho}$ est la densité moyenne sur le volume V du halo. $\bar{\rho} = \Delta_c \times \rho_c$ est la densité moyenne de la sous-structure (ou grumeau) et $f(M)$ est le facteur d'amplification du flux pour le grumeau de masse M.

Si le volume V est suffisamment grand, la densité de matière moyenne sur V est représentative de celle de l'univers et $\hat{\rho} = \Omega_m \rho_c$ (ρ_c est la densité critique).

L'équation précédente peut alors s'écrire

$$f_G(V) = \frac{\Delta_c}{\Omega_m} \int_M f(c(M)) \frac{\mathrm{d}F_M(M)}{\mathrm{d}M} \mathrm{d}M \tag{17.16}$$

où $F_M(M)$ est la fraction de l'univers en halos de masses supérieures à M. Cette fonction peut être estimée dans le formalisme de Press-Schechter,

$$\frac{\mathrm{d}F_M(M)}{\mathrm{d}M} \mathrm{d}M = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \exp(-\nu^2/2) \mathrm{d}\nu \tag{17.17}$$

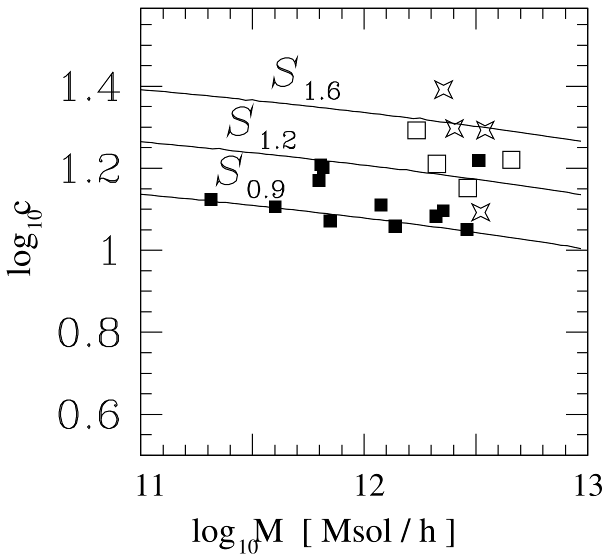


FIG. 17.4: *Concentration des halos en fonction de leur masse pour le modèle cosmologique ΛCDM avec σ_8 valant 0.9, 1.2 et 1.6 ($S_{0.9}$, $S_{1.2}$ et $S_{1.6}$). Chaque point représente un halo obtenu à partir de simulations à N corps. Cette figure est tirée de [148].*

où $\nu \equiv \delta_c/\sigma(M)$ avec δ_c la sur-densité critique pour la formation de structures virialisées et $\sigma(M)$ la fluctuation de densité à l'échelle de masse M. Ces paramètres sont obtenus pour un scénario cosmologique donné.

Le facteur d'amplification $f(M)$ d'une sous-structure de masse M est fonction de la concentration c de cette dernière (voir section 15.2.1). Ce terme $c(M)$ dépend du modèle cosmologique. Il est représenté en fonction de la masse du halo pour le modèle ΛCDM avec différentes valeurs de σ_8 sur la figure 17.4 tirée de [148].

Pour calculer le facteur d'amplification des grumeaux dans la galaxie, on ne peut utiliser directement le profil NFW. Il faut tenir compte des effets de marée qui tendent à modifier le profil et diminuer la masse du halo. Cet effet a été étudié par Hayashi et al. [149].

Un profil de NFW se trouve modifié de la façon suivante :

$$\rho(r) = \frac{f_t}{1 + (r/r_t)^3} \rho_{NFW}(r) \tag{17.18}$$

f_t est un paramètre sans dimension chiffrant la fraction de masse perdue par les effets de marée et r_t est un rayon de marée effectif. Ces deux paramètres sont corrélés et dépendent de la fraction de masse m_{bnd} du halo initial dans le halo final. Un ajustement des résultats de simulation pour un profil de NFW avec une concentration initiale $c = 10$ donne [149],

$$\log r_t/r_S = 1.02 + 1.38 \log m_{bnd} + 0.37(\log m_{bnd})^2 \tag{17.19}$$
$$\log f_t = -0.007 + 0.35 \log m_{bnd} + 0.39(\log m_{bnd})^2 + 0.23(\log m_{bnd})^3 \tag{17.20}$$

Taylor et Silk [147] utilisent ce résultat pour calculer le facteur d'amplification du flux dans un profil de NFW avec des sous-structures. Ils montrent que le résultat dépend de la masse minimale considérée pour les sous-structures. Pour une masse minimale comprise entre 10^4 et 10^5 M$_\odot$, le gain en flux d'annihilation de neutralinos par rapport au profil de NFW sans sous-structures est compris entre 10 et 20.

17.1.3 Le halo maximal envisageable pour le centre galactique

Pour le profil de matière noire maximal (MAX), dont la partie centrale ne peut être ajustée par un profil de NFW, le paramètre de concentration vaut $c_{MAX} = 7.14$. La masse contenue dans le rayon r_{200} (voir section 15.2.1) vaut 1.2×10^{12} $M_\odot$. On trouve un facteur d'amplification (f_{MAX}) de 14.1 du halo MAX moyen (sans tenir compte des sous-structures). Pour un profil de NFW de même concentration, ce facteur est de 27.

A ce facteur f_{MAX} vient s'ajouter l'amplification due aux sous-structures du halo. Nous considérons que le profil de NFW reflète la distribution de matière noire dans les sous-structures, avant qu'elles ne soient affectées par les effets de marée. On peut donc appliquer un facteur d'amplification supplémentaire de l'ordre de 10 obtenu par Taylor et Silk.

Bien que les facteurs d'amplification du flux pour les profils MAX et NFW soient du même ordre de grandeur, les différences de concentration des halos dans leur partie centrale affectent significativement le flux gamma d'annihilation au centre de la galaxie.

La figure 17.5 montre le facteur $J = \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta\Omega} \mathrm{d}\Omega \int_0^\infty \rho^2(l) dl$ en fonction de $\Delta\Omega$ pour les profils NFW et MAX avec un facteur 10 dû aux sous-structures. Sur le champ de vue de HESS d'un rayon angulaire de $2.5°$, le rapport des flux que donnent les deux profils est de l'ordre de 20, et sur $0.24°$ (ce qui correspond à la résolution angulaire d'un télescope), il est de 80.

Nous avons vu section 14.4 que la significativité horaire du signal mesuré d'une source ponctuelle s'exprime par

$$\mathcal{S}/\sqrt{(T = 1 \text{ h})} = \frac{R_S \epsilon_S}{\sqrt{R_S \epsilon_S + 2 R_H \epsilon_H}} \tag{17.21}$$

où $R_S \epsilon_S$ est le taux de signal mesuré après les coupures de sélection et $R_H \epsilon_H$ celui du bruit de fond.

Pour une source étendue de rayon angulaire θ supérieur à la résolution angulaire d'un télescope $\sigma_{80} \simeq 0.24°$, le taux de bruit de fond augmente d'un facteur de l'ordre de $(\theta/\sigma_{80})^2$ et la significativité vaut

$$\mathcal{S}/\sqrt{(T = 1 \text{ h})} = \frac{R_S \epsilon_S}{\sqrt{R_S \epsilon_S + 2(\theta/\sigma_{80})^2 R_H \epsilon_H}} \tag{17.22}$$

A la limite de sensibilité du détecteur, $R_S \epsilon_S << R_H \epsilon_H$ et

$$\mathcal{S}/\sqrt{(T = 1 \text{ h})} \simeq R_S \epsilon_S \left(\frac{\theta}{\sigma_{80}} \right)^{-1} \frac{1}{\sqrt{R_H \epsilon_H}} \tag{17.23}$$

Comme le flux de neutralinos en provenance d'un halo est proportionnel à J, il est intéressant de représenter $J/(\theta/\sigma_{80})$ pour $\theta > \sigma_{80}$ et J pour $\theta < \sigma_{80}$ en fonction de l'angle θ.

Ce terme est représenté figure 17.6 pour le profil de NFW et le profil MAX. Nous ajoutons sur cette figure le résultat obtenu pour un profil de Moore souvent utilisé dans les estimations du signal en provenance du centre galactique (voir par exemple [150]).

Pour le profil MAX, la significativité maximale est obtenue en intégrant le signal sur l'ensemble du champ de vue de la caméra. En revanche, pour les profils de NFW et Moore, elle est maximale pour $\theta = \sigma_{80}$, car les profils sont plus piqués.

Le signal pour un profil de Moore est supérieur de plus de trois ordres de grandeur à celui du profil MAX. Rappelons que les profils de Moore et NFW pour le centre galactique sont aujourd'hui exclus par les résultats de micro-lentilles gravitationnelles pour la Voie Lactée. Les valeurs maximales de $J/(\theta/\sigma_{80})$ pour ces trois modèles de halo sont listées table 17.1.

Modèle de halo	$J/(\theta_{max}/\sigma_{80})$ (GeV^2 cm^{-5})	θ_{max} (degrés)
MAX	2.3×10^{19}	2.5
NFW	4.4×10^{20}	0.24
Moore	2.8×10^{23}	0.24

TAB. 17.1: *Valeurs maximales du terme $J/(\theta/\sigma_{80})$ pour le profil du halo de la Voie Lactée maximal (MAX) permis par les contraintes observationnelles décrites section 17.1.1 et pour les profils de NFW et Moore utilisés par [150]. Un facteur d'amplification de 10 dû aux sous-structures est pris en compte pour ces trois halos.*

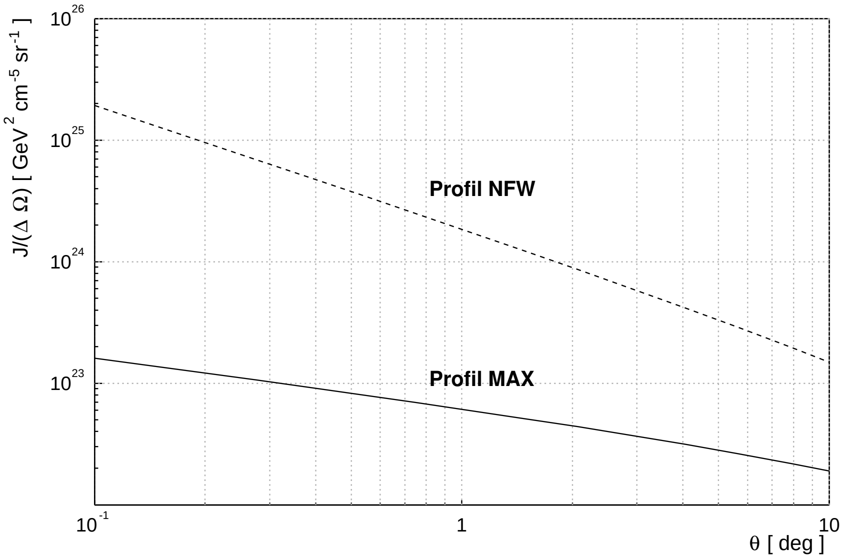


FIG. 17.5: *$J/(\Delta\Omega)$ en fonction de l'angle solide exprimé par le rayon angulaire θ en degrés pour le profil du halo de la Voie Lactée maximal (MAX) permis par les contraintes observationnelles décrites section 17.1.1 (avec l'amplification d'un facteur 10 dû aux sous-structures). Le résultat obtenu pour un profil de NFW de même concentration est représenté à titre de comparaison.*

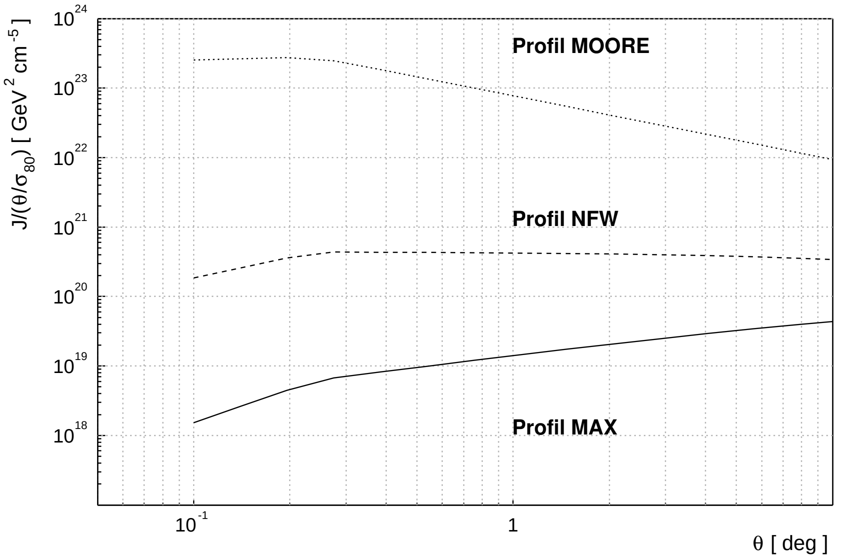


FIG. 17.6: *$J/(\theta/\sigma_{80})$ pour $\theta > \sigma_{80}$ et J pour $\theta < \sigma_{80}$ en fonction du rayon angulaire θ en degrés pour le profil du halo de la Voie Lactée maximal (MAX) permis par les contraintes observationnelles décrites section 17.1.1 (avec l'amplification d'un facteur 10 dû aux sous-structures), et pour les profils de NFW et Moore utilisés par [150].*

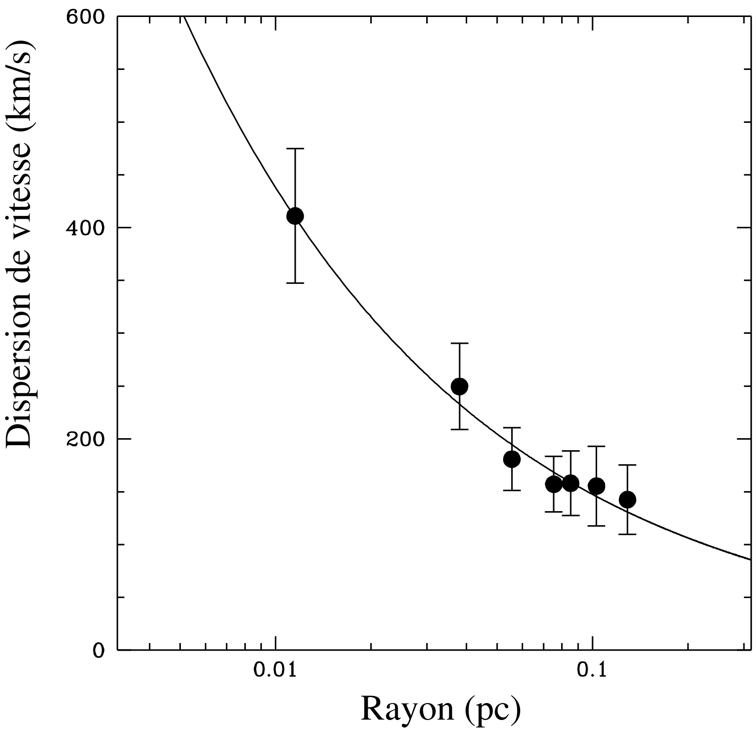


FIG. 17.7: *Dispersion de vitesse projetée des étoiles en fonction du rayon projeté à Sag A***. La courbe représente un ajustement par une loi* $\sigma_v(r) \propto r^\alpha$ *avec* $\alpha = -0.53 \pm 0.1$. *Cette figure est tirée de [152].*

17.1.4 L'influence du trou noir central sur le halo de matière noire

Mise en évidence du trou noir central

Les mesures de mouvements propres d'étoiles dans la région centrale de la galaxie permettent d'identifier la présence d'un trou noir massif d'une masse $M_{BH} = (2.6 \pm 0.2) \times 10^6$ M$_\odot$ au niveau de la source radio Sag A* [152]. La courbe de dispersion de vitesse dans une région de 0.1 pc autour de Sag A* tirée de [152] est représentée figure 17.7. Cette courbe s'ajuste par une loi $\sigma_v(r) \propto r^\alpha$ avec $\alpha = -0.53 \pm 0.1$, en accord avec une hypothèse d'orbites képleriennes. Ces données prouvent que le mouvement des étoiles est dominé par la force gravitationnelle d'une masse confinée dans un rayon inférieur à 0.015 pc. Une telle concentration de masse ne peut être fournie par un amas compact de naines brunes car le temps caractéristique d'évaporation serait inférieur à l'âge de la galaxie, de l'ordre de 10^{10} années.

Cette concentration pourrait-elle s'expliquer par un halo de matière noire froide ? En considérant un profil central de densité de matière noire $\rho \propto r^{-\gamma}$, $\sigma_v(r) \propto r^{1-\gamma/2}$ (pour un halo à symétrie sphérique), on obtient $\gamma = 3.06 \pm 0.2$ compte tenu de l'ajustement des observations. Cette valeur est incompatible avec les simulations à N-corps de matière noire froide. Le seul scénario réaliste est donc l'existence d'un trou noir massif.

Croissance adiabatique du trou noir central au centre du halo de matière noire

Considérons un trou noir situé au centre d'un halo sphérique de matière noire. Si l'évolution du système est lente (par rapport au temps caractéristique d'une période orbitale), il y a conservation des invariants adiabatiques qui sont le moment angulaire L et l'action radiale J_r.

Cette dernière, pour un système à symétrie sphérique, est définie comme [153] :

$$J_r(E, L) = \frac{1}{\pi} \int_r \mathrm{d}r \sqrt{2(E - \phi(r)) - \frac{L^2}{r^2}} \tag{17.24}$$

où E est l'énergie d'une particule, r la distance entre la particule et le centre du halo, et $\phi(r)$ le potentiel gravitationnel.

Pour une transformation adiabatique, la fonction de distribution $f(E, L)$ reste inchangée, de sorte que nous avons les équations suivantes (en identifiant l'état initial et l'état final par les indices i et f respectivement) :

$$\begin{aligned} L_i &= L_f \equiv L \\ J_r(E_i, L) &= J_r(E_f, L) \\ f_i(E_i, L) &= f_f(E_f, L) \end{aligned}$$

Nous présentons ici la procédure proposée par Gondolo et Silk [154], puis reprise par Ullio et al. [155]. A partir d'un profil de densité initial $\rho_i(r)$, on obtient la fonction de distribution $f_i(E)$ [153] (formule d'Eddigton) :

$$f_i(E) = \frac{1}{\sqrt{8}\pi^2}\left[\int_E^0 \frac{\mathrm{d}^2\rho}{\mathrm{d}\phi^2}\frac{\mathrm{d}\phi}{\sqrt{\phi - E}} - \frac{(\mathrm{d}\rho/\mathrm{d}\phi)_{\phi=0}}{\sqrt{-E}}\right] \tag{17.25}$$

La conservation de l'action radiale permet d'exprimer E_i en fonction de E_f à partir de l'équation 17.24, si l'on fait une hypothèse sur le potentiel gravitationnel dans l'état final. Le potentiel à grande distance est dominé par la masse du halo et n'est donc pas affecté par la croissance du trou noir. En revanche, au centre, le potentiel est dominé par la masse du trou noir. Une bonne approximation est donc de considérer le potentiel suivant :

$$\phi_f(r) = \phi_i(r) - \frac{G\,M_{BH}}{r} \tag{17.26}$$

où M_{BH} est la masse du trou noir.

Nous pouvons alors remplacer E_i par son expression en fonction de E_f dans l'équation 17.25 pour obtenir la fonction de distribution finale $f_f(E_f, L)$.

La densité finale s'obtient en intégrant $f_f(E_f, L)$ sur les vitesses, qui donne l'intégrale suivante sur E_f et L :

$$\rho_f(r) = \frac{4\pi}{r^2}\int_{E_f} \mathrm{d}E_f \int_{L_f} \mathrm{d}L_f \frac{L_f}{v_r} f_f(E_f, L) \tag{17.27}$$

Cette méthode appliquée à un halo initial de profil de densité $\rho_i(r) \propto r^{-\gamma}$ donne un profil final $\rho_i(r) \propto r^{-\gamma_f}$ [154, 155], avec

$$\gamma_f = \frac{9 - 2\gamma}{4 - \gamma} \tag{17.28}$$

Pour un profil initial NFW, avec $\gamma = 1$, on obtient un profil final très piqué, avec $\gamma_f = 2.33$. Cela conduit un facteur J très important.

Plus précisément, Gondolo et Silk [154] obtiennent le profil final suivant :

$$\rho_f(r) \simeq \rho_0\left(\frac{r_{sp}}{r_0}\right)^{-\gamma}(1 - 4r_{BH}/r)^3\left(\frac{r_{sp}}{r}\right)^{\gamma_f} \tag{17.29}$$

$$r_{sp} = \alpha_\gamma\, r_0\left(\frac{M_{BH}}{\rho_0\, r_0^3}\right)^{1/(3-\gamma)} \tag{17.30}$$

$r_{BH} \equiv 2GM_{BH}/c^2$ est le rayon de Schwarzschild du trou noir. ρ_0 est la densité initiale du halo pour $r = r_0$. Le paramètre α_γ ne peut être exprimé analytiquement. Il vaut 0.141 et 0.122 pour des valeurs de γ de 0.68 et 1 respectivement [154].

Nous pouvons appliquer ce résultat au profil MAX obtenu précédemment, en considérant une masse de trou noir $M_{BH} = 2.6 \times 10^6$ $\mathrm{M}_\odot$. Pour la valeur de γ de 0.68 que nous avons obtenu, $\gamma_f = 2.3$. Avec $r_0 = 8$ kpc et $\rho_0 = 0.26$ GeV.cm^{-3}, on obtient $r_{sp} = 50.5$ pc.

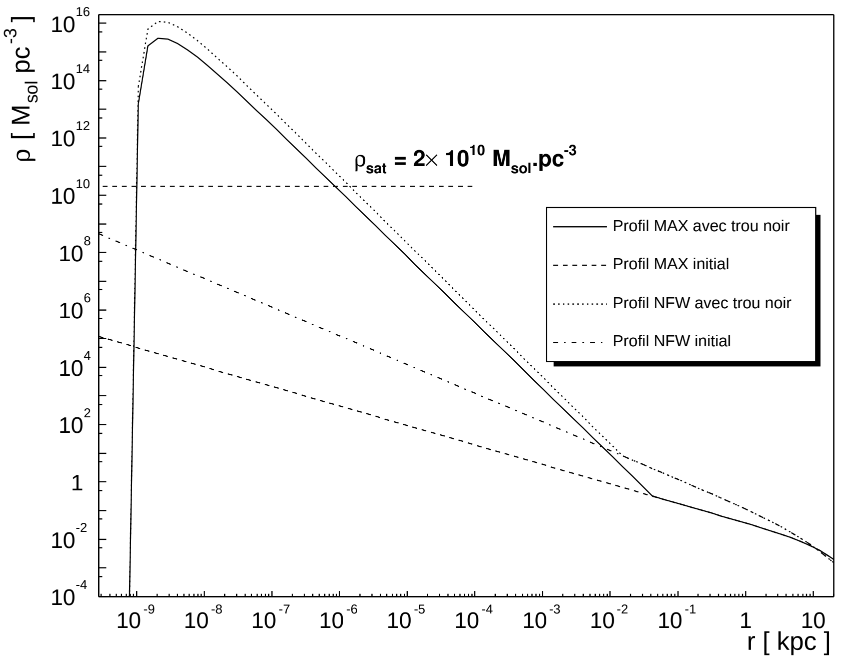


FIG. 17.8: *Profil du halo MAX après croissance adiabatique du trou noir central (trait plein).*

Le profil de densité obtenu est représenté figure 17.8 en comparaison avec celui d'un profil NFW (avec $\rho_0 = 0.3$ GeV.cm^{-3} et $r_S = 20$ kpc). La densité maximale, pour $r = 4r_{BH} = 10^{-6}$ pc est augmentée de 10 ordres de grandeurs par rapport au profil initial. On note que le profil MAX après croissance du trou noir devient comparable à celui que l'on obtient à partir d'un profil NFW. Cet effet conduit à une augmentation très importante du facteur J. Pour le profil MAX, on obtient $J(\theta = 0.24°) = 1.3 \times 10^{26}$ GeV^2 cm^{-5}.

La densité centrale est si importante que le temps caractéristique d'annihilation des neutralinos est inférieur à l'âge du trou noir t_{BH}. La densité de matière noire sature donc à une valeur limite ρ_{sat} pour laquelle ces deux temps sont égaux.

$$\rho_{sat} = \frac{m_\chi}{\langle\sigma v\rangle \, t_{BH}} \tag{17.31}$$

Pour une masse de neutralino m_χ de 100 GeV et $\langle\sigma v\rangle \sim 10^{-26}$ cm^3.s^{-1}, on trouve $\rho_{sat} \sim 7.6 \times 10^{11}$ GeV.cm^{-3} (soit 2×10^{10} M$_\odot$.pc^{-3}). Le facteur J que l'on obtient pour le profil MAX vaut alors $J(\theta = 0.24°) = 8.3 \times 10^{24}$ GeV^2 cm^{-5}.

Un modèle plus réaliste

Il est peu probable que le trou noir se forme exactement au centre du halo de matière noire. S'il se trouve excentré au moment de sa formation, il met un certain temps pour rejoindre le centre du halo par friction gravitationnelle. Ce temps a été estimé par [155] en fonction de la masse initiale du trou noir $M_{BH,ini}$ et de sa distance au centre du halo. Pour des masses initiales $M_{BH,ini}$ de 10^4 M$_\odot$ et 10^6 M$_\odot$, le trou noir met un temps supérieur au temps de Hubble pour une distance supérieure à 100 pc et 1 kpc respectivement. Pour un trou noir qui a pratiquement atteint sa masse maximale lorsqu'il approche le centre du halo, le profil de matière noire se trouve adouci et on obtient une densité $\rho \propto r^{-0.5}$, quel que soit le profil initial (ce résultat a été obtenu avec des simulations à N-corps [156] et vérifié analytiquement [155]).

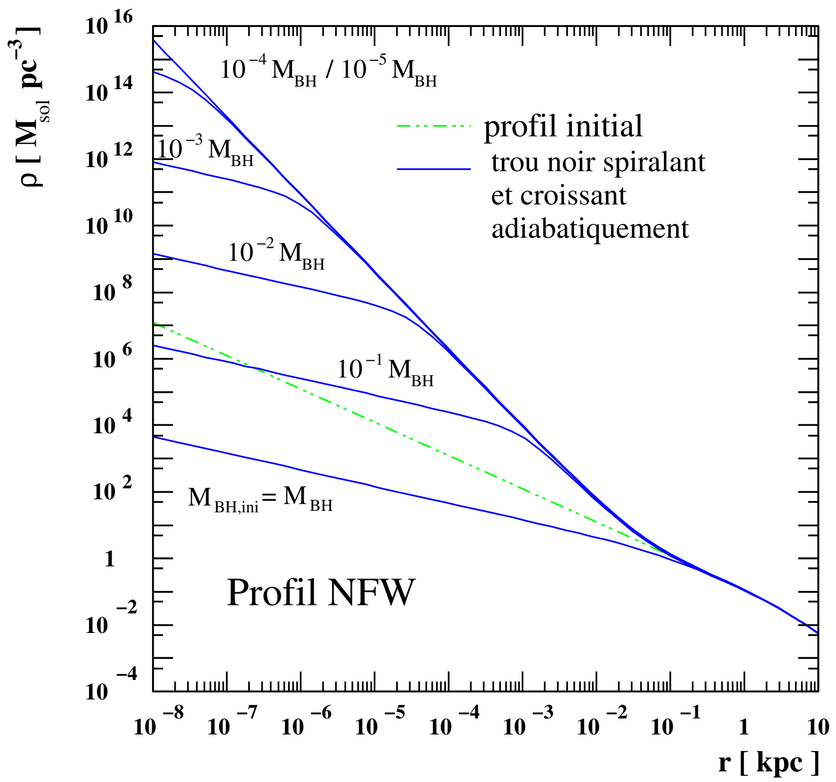


FIG. 17.9: *Modification d'un profil NFW suite à la croissance d'un trou noir formé hors du centre du halo. Chaque profil correspond à une valeur de la masse initiale du trou noir $M_{BH,ini}$. Cette figure est tirée de [155].*

Pour les situations intermédiaires où le trou noir continue de grandir en s'approchant du centre du halo, deux phénomènes entrent en compétition. Le premier tend à disperser la distribution de matière noire à cause du mouvement orbital du trou noir, et le deuxième tend à la concentrer suite à la croissance adiabatique décrite dans le paragraphe précédent. Le poids de l'un ou l'autre de ces effets dépend de la masse initiale du trou noir $M_{BH,ini}$. La figure 17.9 tirée de [155] montre les profils que l'on obtient pour différentes valeurs de $M_{BH,ini}$. Ce profil tend vers la solution obtenue avec le modèle à symétrie axiale décrit dans le paragraphe précédent lorsque $M_{BH,ini}$ devient très faible. Cependant, le temps mis par le trou noir pour atteindre le centre du halo est d'autant plus long que sa masse initiale est faible. Ainsi, pour un temps de Hubble, il est nécessaire que le trou noir se soit formé dans la région centrale du halo de matière noire. Par exemple, cette distance au centre du halo doit être inférieure à 50 pc pour $M_{BH,ini} = M_{BH}/200$.

Conclusion

En conclusion, le trou noir au centre galactique modifie significativement le profil de matière noire. S'il croît adiabatiquement au centre du halo, la densité centrale de matière noire est amplifiée de dix ordres de grandeurs. Ce scénario est cependant peu probable car il nécessite la formation du trou noir au centre du pic de densité de matière noire. Un modèle décrivant la croissance du trou noir pendant son approche du centre galactique montre que la densité de matière peut cependant être augmentée de façon importante.

Cet effet se traduit par une incertitude de sept ordres de grandeur sur la valeur du paramètre J et donc sur le flux d'annihilation de neutralinos que l'on peut attendre en provenance du centre galactique.

17.2 Les amas globulaires

17.2.1 Formation des amas globulaires dans les grumeaux de matière noire

Peebles [157] en 1968 (voir aussi [158]) a été le premier à proposer qu'une partie des amas globulaires se sont formés dans les premiers halos de matière noire virialisés. Ces amas sont en effet les objets les plus vieux de la galaxie, il est donc probable qu'ils se soient formés avant la galaxie. La masse de Jeans baryonique après le découplage matière rayonnement est de l'ordre de 10^6 $M_\odot$, ce qui est en accord avec les masses de halos progéniteurs des amas globulaires.

Deux populations ont été identifiées parmi les amas globulaires galactiques [159]. La première forme un halo sphérique étendu avec des métallicités faibles [Fe/H] < -0.8. La deuxième population a une métallicité plus importante ([Fe/H]>-0.8), et les amas de cette population ont une métallicité corrélée avec leur position dans le disque stellaire. Cela permet de supposer deux mécanismes de formation. Le premier est le scénario de formation dans les sur-densités de matière noire et correspond à la population du halo, le deuxième correspond à une formation pendant ou après l'établissement du disque galactique.

L'étude des abondances d'amas globulaires dans les galaxies en fonction du type de ces dernières et de leur environnement permet de tester le modèle de formation dans les sur-densités de matière noire.

West [160] observe que le nombre d'amas globulaires dans les galaxies augmente en fonction de la taille du halo galactique et en fonction de la densité locale en nombre de galaxies. Cela suggère que les amas globulaires sont formés en plus grand nombre dans les régions denses de l'univers.

Cette observation peut être interprétée dans le cadre du modèle suivant. La formation d'un amas globulaire dans une région de sur-densité de matière noire δ a lieu si cette sur-densité dépasse un seuil critique ν_{gc}.

Les valeurs de δ à l'échelle de masse des amas globulaires suivent une loi de probabilité gaussienne d'écart-type σ_{GC} dont la valeur moyenne est donnée par la sur-densité à plus grande échelle du milieu environnant Δ_b. Cette dernière dépend du halo de matière noire de la galaxie, et à plus grande échelle de l'amas de galaxies.

Plus la valeur de Δ_b est importante, plus la probabilité qu'une fluctuation de densité δ passe le seuil ν_{gc} est grande. Ainsi, la densité d'amas globulaires $n(\Delta_b)$, dans une région de sur-densité Δ_b, est plus importante que dans une région où $\Delta_b = 0$. Dans la limite où $\nu_{GC} \gg 1$ et $\Delta_b \ll \sigma_{gc}$, nous avons

$$n(\Delta_b) \sim n(\Delta_b = 0) \times \exp\left(\frac{\nu_{gc}\Delta_b}{\sigma_{gc}}\right) \tag{17.32}$$

Un traitement statistique plus élaboré tenant compte du spectre de puissance des fluctuations de densité permet d'expliquer l'évolution du nombre d'amas globulaires dans les galaxies avec l'abondance locale de galaxies [160]. Ce résultat est en faveur du modèle de formation des amas globulaires dans les sur-densités de matière noire.

Il existe cependant d'autres modèles de formation des amas globulaires. Citons les modèles liés aux collisions de galaxies pour les amas globulaires de grande métallicité [161, 162] ou une formation synchrone au moment de la ré-ionisation [163].

17.2.2 Matière noire dans les amas globulaires

Une conséquence du scénario de formation que nous venons de décrire est l'existence d'une relique du halo progéniteur dans les amas globulaires. La dynamique de la plupart des amas peut être expliquée sans avoir recours à la matière noire. Cependant, les modèles dynamiques utilisés qui sont comparés à des mesures de luminosité de surface, de dispersions de vitesse radiale et dans quelques cas, de mesures de mouvement propres ne permettent pas d'exclure la présence de matière noire dans le centre des amas [164] ; R. Taillet et al. [165] étudient cette hypothèse dans le cas de la matière noire baryonique. Une fraction de matière noire de l'ordre de 10% de la densité de masse centrale donne des facteurs J importants pour les amas globulaires proches. Nous le verrons plus en détail dans le cas d'Omega du Centaure dans le chapitre 18.

L'observation de queue de marée dans certains amas permet cependant d'exclure l'existence d'un halo étendu. Moore [166] présente une étude de cet effet à partir de simulations numériques.

Le rayon de marée pour un amas globulaire de masse m à une distance D du centre d'une galaxie de masse M vaut (voir annexe B)

$$r_J \simeq \left(\frac{m}{3M}\right)^{1/3} D \tag{17.33}$$

Du fait des interactions gravitationnelles à deux corps, une fraction des étoiles de l'amas franchissent continûment ce rayon de marée et ne se trouvent plus liées à l'amas. C'est ce qu'on appelle l'évaporation des amas globulaires. Cette perte de matière est reliée au temps de relaxation de l'amas (voir annexe B). Elle est typiquement entre 1 et 10% de la masse de l'amas par temps de relaxation.

Les étoiles qui ne sont pas liées à l'amas, ont une vitesse circulaire autour de la galaxie plus ou moins grande selon qu'elles sont plus et moins proches de la galaxie que l'amas. Il s'en suit des queues de marée que l'on observe de part et d'autre des amas [167]. Moore montre à partir de simulations que si un amas est environné d'un halo étendu, le potentiel gravitationnel est beaucoup plus important et les queues de marée disparaissent. On peut donc exclure l'existence de ces halos étendus. Cela ne permet pas en revanche de contraindre significativement l'existence d'un reliquat du halo initial dans le coeur des amas.

17.2.3 La distribution des amas globulaires galactiques

Le centre galactique peut être observé au zénith par HESS. Ainsi, un grand nombre d'amas globulaires galactiques sont visibles avec les angles zénithaux inférieurs à 30°. La figure 17.10 montre leur distribution en fonction de leur déclinaison et de leur distance à la Terre. Les données ont été obtenues à partir du catalogue de Harris [168].

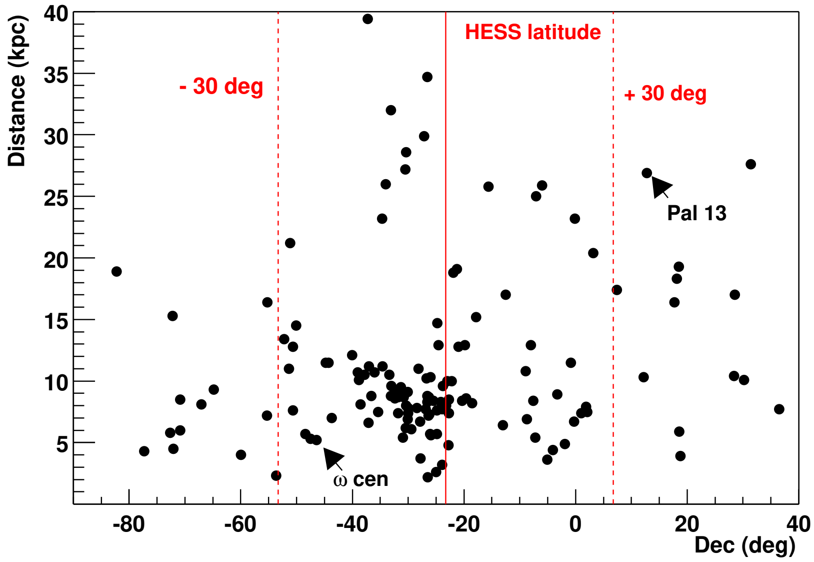


FIG. 17.10: *Distribution des amas globulaires galactiques en fonction de leur déclinaison et de leur distance à la Terre [168]. Les droites délimitent les régions où les angles zénithaux minimum depuis le site de HESS valent 0 (trait plein) et 30°.*

Chapitre 18

Modélisation de l'amas globulaire Omega du Centaure

Omega du Centaure est l'amas globulaire le plus massif de la Galaxie avec une masse $M \simeq 3 \times 10^6$ M$_\odot$. Il est relativement proche de la Terre (5.1 kpc) comparé aux autres amas galactiques (voir figure 17.10). La figure 18.1 tirée de [169] montre que sa distribution de métallicité est très large avec une moyenne à [Fe/H]$\sim$-1.7. Cette distribution et l'orbite fortement rétrograde de l'amas ont conduit [169] à penser qu'Omega du Centaure est une ancienne galaxie naine, capturée par la Voie Lactée qui a subi une importante perte de masse par effet de marée. Cette éventualité est intéressante dans la mesure où les galaxies naines contiennent une grande quantité de matière noire.

Une simulation numérique a été réalisée par [171] pour tester l'hypothèse de la formation d'un amas dans un halo de matière noire. Les auteurs ont considéré un halo de type NFW avec une densité de matière noire centrale variant comme l'inverse du rayon, la masse totale du halo étant de 9×10^7 M$_\odot$. Ils ont injecté une quantité de baryons d'une masse de 10^7 M$_\odot$ suivant la même distribution initiale. Leur modèle comprend une simulation à N-corps pour décrire la dynamique de la matière noire ainsi qu'une simulation hydrodynamique du gaz de baryons. La simulation conduit à une fraction de baryons de 20% sous forme d'étoiles, le reste étant éjecté hors de l'amas (ce qui est en accord avec le fait que l'on n'observe que très peu de gaz interstellaire dans les amas globulaires).

Le profil de densité final des étoiles et de la matière noire est représenté figure 18.2. La densité centrale de matière noire est de l'ordre de 10% de celle des étoiles, cette dernière valant 2660 M$_\odot$.pc^{-3} au centre de l'amas. En ajustant le profil des étoiles avec un profil de King (voir annexe B), ils obtiennent un rayon de marée $r_t = 100$ pc, ce qui est plus important que la valeur mesurée à partir de la luminosité de surface de l'ordre de 84 pc [172]. En revanche, le rayon de coeur $r_c = 3.5$ pc est en accord avec celui observé de 3.6 pc [172].

Un résultat important de cette simulation est la distribution de métallicité représentée figure 18.3. La distribution est piquée à [Fe/H]=-1.8, ce qui est en bon accord avec les mesures de [169] (voir figure 18.1).

L'ensemble de ces résultats vont dans le sens de l'hypothèse de formation de l'amas globulaire dans un halo de matière noire.

Une faiblesse de leur modèle est l'omission de l'effet gravitationnel de la Galaxie. Ce dernier conduit à l'évaporation d'une partie importante de la masse de l'amas et à la formation d'un rayon de marée. Ainsi, leur simulation prédit un halo étendu ce qui n'est probablement pas le cas dans la réalité. Cela explique le désaccord obtenu sur la valeur du rayon de marée (le rayon de coupure qu'ils obtiennent n'est pas dû à l'effet de marée mais il est la conséquence des interactions entre étoiles qui tendent naturellement vers une distribution de densité s'annulant à un certain rayon). Nous verrons par la suite que la dispersion de vitesse permet de rejeter l'existence d'un halo étendu. En effet, la

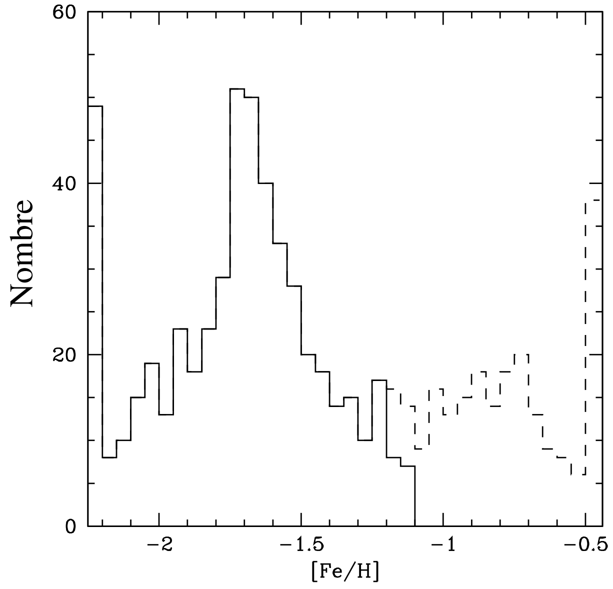


FIG. 18.1: *Distribution de métallicité des étoiles géantes dans Omega du Centaure (trait plein). La distribution en pointillés montre le résultats bruts avant la suppression des étoiles d'avant plan. Les étoiles de métallicité [Fe/H]< -2.23 et [Fe/H]> -0.47 sont accumulées de part et d'autre de l'histogramme. Cette figure est tirée de [169].*

figure 18.4 montre que cette dernière reste importante à grand rayon dans la simulation (plus de dix fois le rayon de coeur), ce qui est dû à la présence du halo qui domine la dynamique de l'amas dans sa périphérie.

Ces résultats expérimentaux et théoriques nous ont conduits à modéliser cet amas globulaire en vue de contraindre la densité de matière noire qu'il contient. Nous allons dans la suite décrire les observables à notre disposition pour comprendre la dynamique de l'amas, puis présenter la modélisation de l'amas avec de la matière noire et enfin conclure sur l'ajustement du modèle sur les données expérimentales.

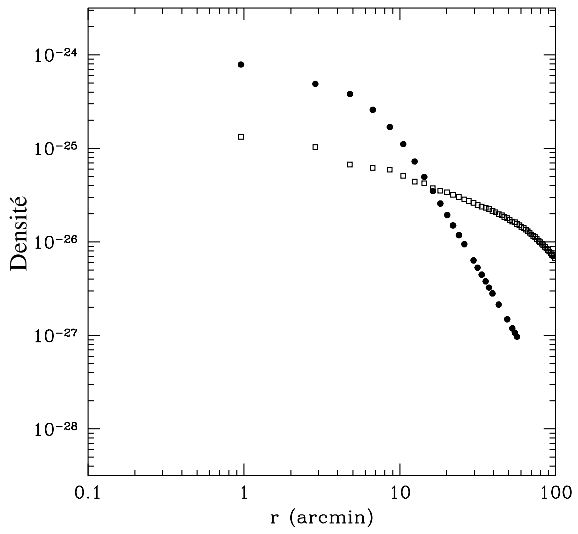


FIG. 18.2: *Profil de densité d'étoiles (ronds pleins) et de matière noire (carrés vides) de la simulation [171]. La densité centrale des étoiles est de l'ordre de 2660 $M_{\odot}.pc^{-3}$.*

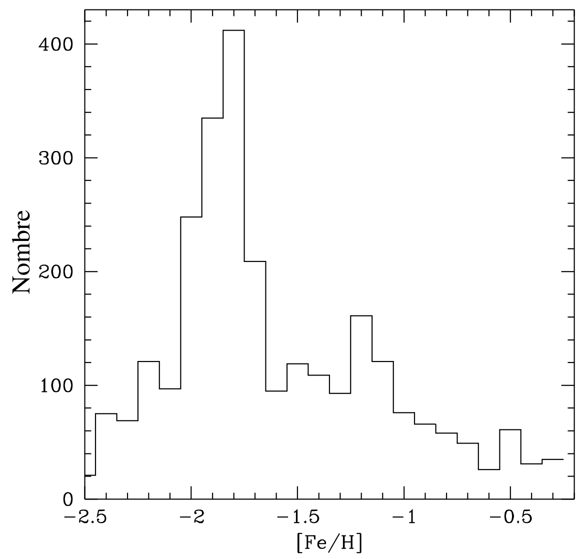


FIG. 18.3: *Distribution de métallicité des étoiles de la simulation [171].*

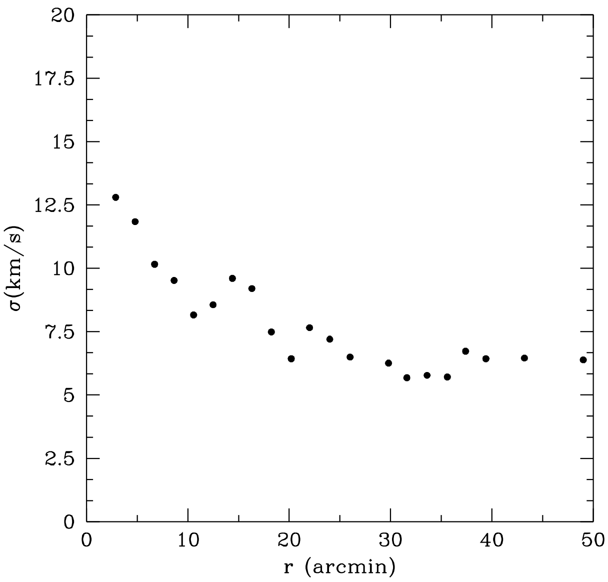


FIG. 18.4: *Dispersion de vitesse des étoiles de la simulation [171]. La dispersion de vitesse reste importante à grand rayon (plus de dix fois le rayon de coeur) où le halo domine la dynamique.Le pic à petit rayon correspond à la région où les étoiles dominent.*

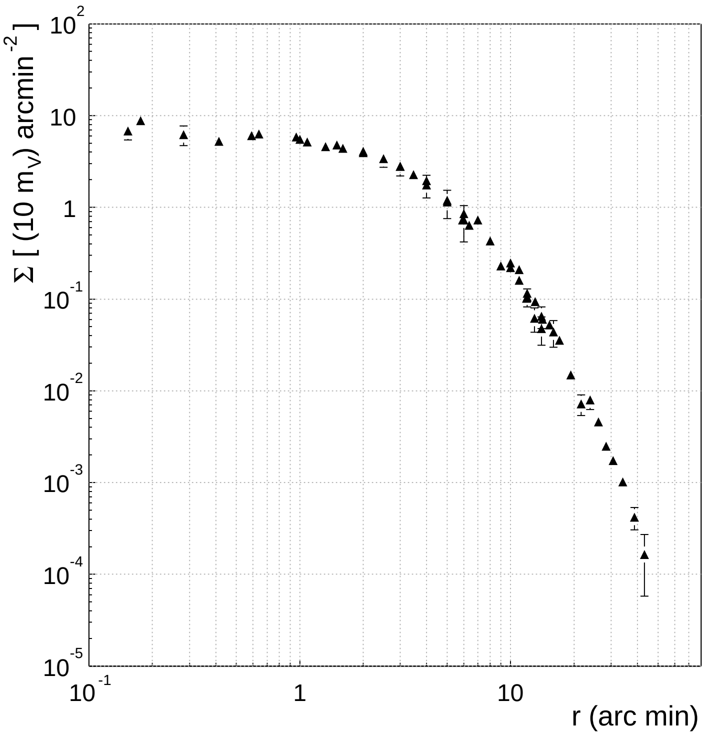


FIG. 18.5: *Luminosité de surface de l'amas globulaire Omega du Centaure compilé par Meylan [172].*

18.1 Les données expérimentales de la dynamique d'Omega du Centaure

Omega du Centaure fait partie des amas globulaires galactiques les plus étudiés. Les données expérimentales permettant de contraindre sa dynamique sont de deux types. Le premier a trait à la distribution des étoiles dans l'amas. La luminosité de surface dans la partie centrale de l'amas et le comptage des étoiles individuelles dans sa périphérie permettent d'appréhender la distribution de densité sous forme stellaire dans l'amas. Une observable complémentaire est la fonction de luminosité, à savoir la distribution de magnitude des étoiles dans une région précise de l'amas. Le deuxième type de données décrit le champ de vitesse des étoiles de l'amas, ce qui permet d'obtenir la dispersion de vitesse, les anisotropies de vitesse et les vitesses d'ensemble permettant par exemple d'identifier la rotation de l'amas.

18.1.1 La luminosité de surface

Meylan [172] présente une compilation des mesures de luminosité de surface incluant des comptages d'étoiles. Le profil de luminosité de surface obtenu est représenté figure 18.5. Sur la même figure est représentée la densité de surface normalisée obtenue par [174] pour les étoiles de magnitude B m_B inférieures à -16. Les profils sont légèrement différents car les étoiles de magnitude $m_B < -16$ ne sont pas représentatives de l'ensemble de la distribution stellaire.

18.1.2 La fonction de masse

[176] présente des fonctions de luminosité dans deux champs de vue situés à 4.6 et 7 minutes d'arc du centre d'Omega du Centaure obtenues avec le télescope de Hubble. Giersz et Heggie [177] utilisent

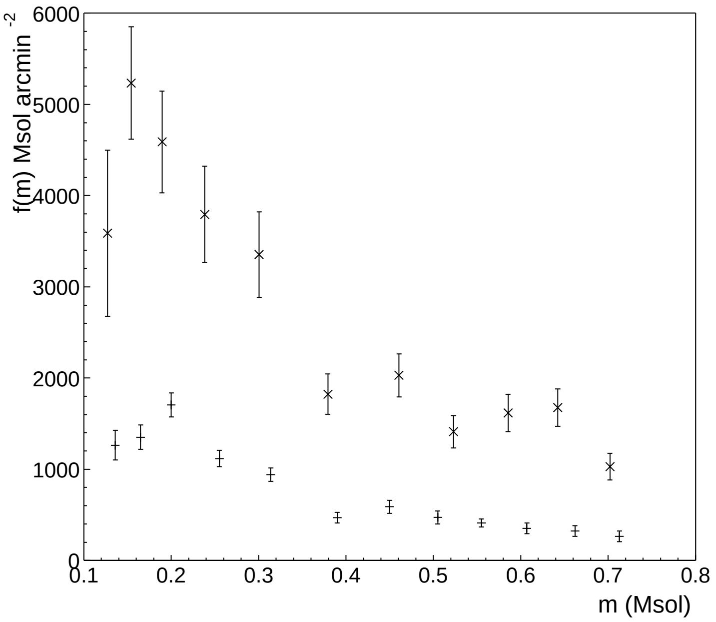


FIG. 18.6: *Fonction de masse [177] dans deux champs de vue situés à 4.6 et 7 minutes d'arc du centre d'Omega du Centaure. Les valeurs les plus importantes (croix) correspondent au champ de vue à 4.6 minutes d'arc. Cette fonction de masse peut être ajustée par une loi* $\propto 1/m_*$ *pour des masses d'étoiles* $m_* > 0.15$ $M_\odot$.

ces données pour en tirer les fonctions de masse représentées figure 18.6. Ces données permettent de contraindre la fonction de masse globale de l'amas globulaire ainsi que l'amplitude de la ségrégation en masse.

18.1.3 Vitesses radiales et mouvements propres

Les vitesses radiales de 471 étoiles géantes ont été mesurées par CORAVEL avec une résolution moyenne de l'ordre de 1 km.s^{-1} [175]. Ces données permettent d'obtenir un profil de dispersion de vitesse. Elles mettent en évidence une rotation d'ensemble de l'amas. Une mesure des mouvements propres des étoiles de l'amas permet d'obtenir une estimation tridimensionnelle du champ de vitesse. Ces mouvements propres ont été obtenus pour 9256 étoiles par van Leeuwen et al [173] à partir de l'analyse de plaques photographiques prises de 1931 à 1983. L'erreur de mesure varie entre 0.065 et 0.1 milliseconde d'arc par an, soit entre 1.5 et 2.4 km.s^{-1} pour une distance de l'amas de 5.1 kpc.

Les dispersions de vitesse obtenues avec ces deux lots de données sont représentées figure 18.7. Les mouvements propres apportent des résultats plus contraignants que les vitesses radiales. On note sur la figure un biais entre la mesure des vitesses radiales et celles des mouvements propres. Ces derniers montrent une faible anositropie des vitesses (de l'ordre de 10%) avec une composante radiale légèrement plus importante que la composante tangentielle.

La figure 18.8 montre la vitesse de rotation projetée en fonction de la distance apparente à l'axe de rotation obtenue à partir des mouvements propres en corrigeant les données d'une rotation solide de 0.032 milliseconde d'arc par an et par minute d'arc. Cette correction est appliquée pour s'accorder sur les données de vitesses radiales (le long de l'axe de visée) de [175]. Elle est justifiée car la technique d'obtention des mouvements propres à partir de la comparaison de plaques photographiques conduit à des effets systématiques d'ensemble (translation, dilatation, rotation). La comparaison des deux lots de données permet alors de déduire l'inclinaison de l'axe de rotation par rapport à l'axe de visée qui vaut $45 \pm 5°$.

La vitesse de rotation est de l'ordre de 8 km.s^{-1} à 10 minutes d'arc de l'axe. Elle n'est donc pas

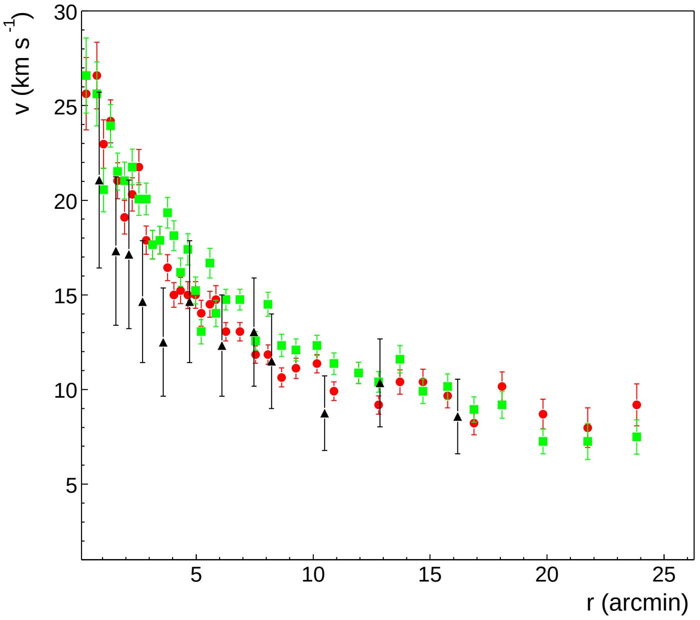


FIG. 18.7: *Vitesses de dispersion moyennées selon l'axe de visée et l'angle azimuthal en fonction du rayon apparent au centre de l'amas. Les triangles représentent la dispersion des vitesses le long de l'axe de visée [175], les ronds la dispersion des vitesses radiales et les carrés la dispersion des vitesses tangentielles obtenues à partir des mouvements propres [173].*

négligeable en comparaison avec la dispersion de vitesse à cette distance qui vaut approximativement 10 km.s^{-1} (voir figure 18.7).

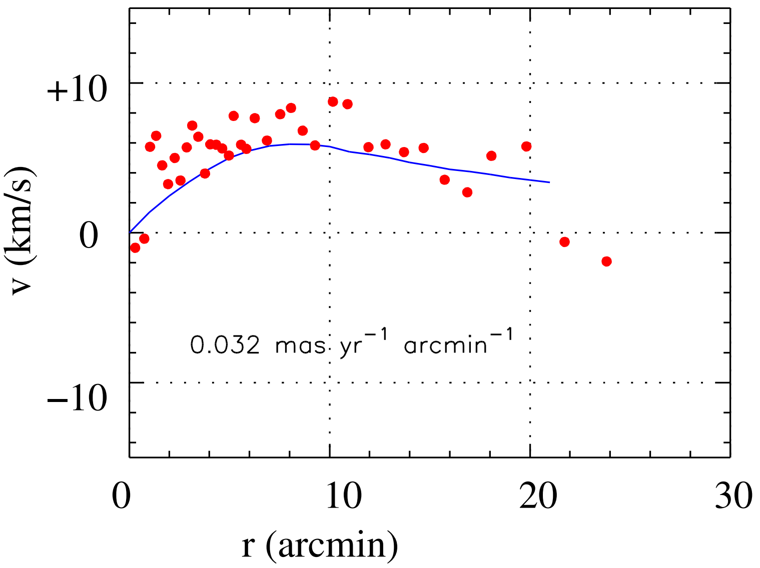


FIG. 18.8: *Vitesse de rotation projetée en fonction de la distance apparente à l'axe de rotation obtenue à partir des mouvements propres en corrigeant les données d'une rotation solide de 0.032 millisecondes d'arc par an et par minute d'arc (points). La courbe représente la vitesse de rotation obtenue à partir des mesures de vitesses radiales (le long de l'axe de visée) de [175]. Cette figure est tirée de [174].*

18.2 Un modèle d'amas globulaire en rotation

Nous avons vu que la rotation de l'amas globulaire ne peut être négligée. En revanche, les anisotropies de vitesse entre la composante radiale et la composante tangentielle une fois soustraite la composante de rotation sont faibles. La fonction de distribution des étoiles est donc fonction des intégrales du mouvement E et L_z, respectivement l'énergie et le moment angulaire selon l'axe z par unité de masse de l'étoile.

18.2.1 Modèle à une population d'étoiles

Lagoute et Longaretti [179] montrent que la fonction de distribution suivante est une solution asymptotique de l'équation de Fokker-Planck.

$$f(E, L_z) = C\left(\exp[-(v^2/2 + \phi - \phi_t)/\sigma^2] - 1\right)\, e^{\beta\Omega L_z} \tag{18.1}$$

où v est la vitesse de l'étoile, ϕ le potentiel gravitationnel de l'amas, ϕ_t une énergie de coupure qui amène à l'apparition d'un rayon de marée, Ω la vitesse angulaire, et σ^2 la vitesse de dispersion unidimensionnelle au centre de l'amas. Lorsque la vitesse angulaire devient nulle, on retrouve la fonction de distribution de King.

En définissant $W = -(\phi - \phi_t)/\sigma^2$ et $\eta = v^2/2\sigma^2$, la fonction de distribution s'écrit simplement

$$f(E, L_z) = \left(e^{W-\eta} - 1\right)\, e^{\beta\Omega L_z} \tag{18.2}$$

Le moment angulaire peut s'exprimer comme

$$L_z = rv\, \sin\theta\, \cos\theta_v \tag{18.3}$$

où r est le rayon au centre de l'amas, θ l'angle polaire et θ_v l'angle de la vitesse v à la vitesse de rotation. On obtient la densité d'étoiles en intégrant la fonction de distribution sur les vitesses.

$$\rho = \iint 2\pi v^2\, dv\, d(\cos\theta_v)\, C\left(e^{W-\eta} - 1\right)\, e^{\alpha\, v\cos\theta_v/\sqrt{2}/\sigma} \tag{18.4}$$

où nous avons défini $\alpha \equiv \Omega\sqrt{2}r/\sigma \times \sin\theta$.

On définit le rayon de coeur r_c

$$r_c = \sigma\sqrt{\frac{9}{4\pi G\rho_c}} \tag{18.5}$$

où ρ_c est la densité centrale, et l'on appelle le rayon réduit $\xi \equiv r/r_c$.

Ces paramètres permettent d'écrire simplement l'équation de Poisson suivante qui relie le potentiel réduit W à la densité :

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi^2\frac{\partial W}{\partial\xi}\right) + \frac{1}{\xi^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial W}{\partial\theta}\right) = -9\frac{\rho}{\rho_0} \tag{18.6}$$

Les équations 18.4 et 18.6 permettent de déterminer W et ρ en tout point. En pratique, cette résolution est obtenue de façon itérative en utilisant des développements de Legendre à l'ordre deux de W et ρ (voir [180] pour plus de détails sur la méthode).

L'équation 18.4 déterminant la densité en fonction de W et α peut être exprimée analytiquement. Il en est de même pour la dispersion de vitesse unidimensionnelle, la vitesse de rotation moyenne, et la dispersion de vitesse de rotation. Ces expressions analytiques sont décrites dans l'annexe B.

18.2.2 Généralisation dans le cas de plusieurs populations stellaires

On observe dans de nombreux amas globulaires une ségrégation en masse des étoiles. Les étoiles les plus massives sont concentrées au centre de l'amas et les étoiles plus légères occupent un volume plus important et sont dominantes dans la périphérie de l'amas. Cela s'explique dans le cadre des modèles de King. La fonction de distribution est proche d'une maxwellienne au centre de l'amas avec une température définie par la dispersion de vitesse unidimensionnelle σ, ainsi les étoiles sont thermalisées dans la région centrale ce qui se justifie par les nombreuses interactions gravitationnelles à deux corps qui y ont lieu. Une extension naturelle du modèle consiste donc à supposer que cette thermalisation s'applique aux interactions entre les différentes populations stellaires. Il en résulte une équipartition des énergies qui relie les dispersions de vitesse aux masses des étoiles $m_i\sigma_i^2 = m_j\sigma_j^2$. Ainsi, les étoiles les plus lourdes ont une dispersion de vitesse plus faible et sont donc concentrées au centre (le rayon de coeur r_c définissant l'échelle d'extension de l'amas est proportionnel à σ).

Le modèle doit alors être muni d'une fonction de masse. Du fait de la ségrégation en masse, la fonction de masse au centre de l'amas est différente de sa valeur moyenne sur l'ensemble de l'amas. Nous considérons une fonction de masse moyenne sous forme d'une loi de puissance

$$\frac{\mathrm{d}N(m)}{\mathrm{d}M} = A \times m^{-(1+x)} \tag{18.7}$$

Pour une fonction de masse de Salpeter l'indice x vaut 1.35. La masse minimale joue un rôle important car nous verrons que l'indice x doit être supérieur à l'unité pour Omega du Centaure afin d'être en accord avec les résultats de [177] décrits précédemment. Nous utilisons la valeur de [172] de 0.13 $M_\odot$ en accord avec les résultats de [177]. En revanche, la masse maximale joue peu, nous choisissons 100 $M_\odot$

Cette fonction de masse reflète la distribution de masse des étoiles lors de leur formation. Cependant, ces dernières évoluent différemment selon leur masse. Nous suivons pour cela la procédure de [172]. Les étoiles sont réparties en dix groupes définis par le logarithme de la masse. Les étoiles de masse inférieure à 0.79 $M_\odot$ sont encore sur la séquence principale ce qui n'est pas le cas des étoiles plus massives. Les étoiles de masse comprise entre 5 et 100 $M_\odot$ forment des étoiles à neutrons de masse 1.4 $M_\odot$. Les étoiles entre 0.79 et 5 $M_\odot$ forment des naines blanches dont la masse finale m_{final} dépend de la masse initiale m_{ini}.

$$m_{final} = 0.53\eta^{-0.082} + 0.15\eta^{-0.35}(m_{ini} - 1) \tag{18.8}$$

où l'on prend $\eta = 1/3$ [172]. Les rapports de masse sur luminosité que l'on considère sont aussi identiques à [172].

18.2.3 Ajout de la matière noire

Pour la matière noire, plusieurs hypothèses sont envisageables. La première consiste à dire que la matière noire est thermalisée avec la même température effective que celle des étoiles (on considère simplement qu'une particule de matière noire est l'équivalent d'une très petite étoile). L'équipartition conduit à un terme de dispersion de vitesse dans la fonction de distribution qui tend vers l'infini. La dispersion de vitesse moyenne reste cependant bornée et la densité tend vers une valeur asymptotique.

Il est cependant possible que le halo initial de matière noire n'ait pas été complètement relaxé dans l'environnement d'étoiles. C'est une hypothèse d'autant plus réaliste que les profils de matière noire sont supposés être très piqués dans les régions centrales.

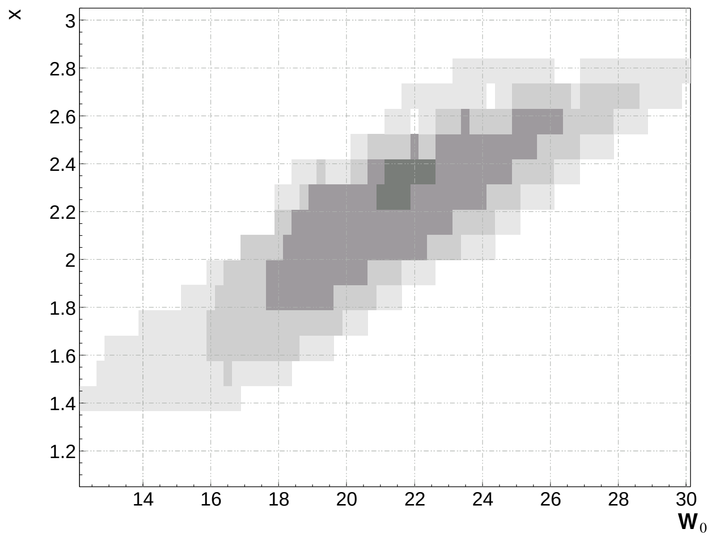


FIG. 18.9: *Valeurs de χ^2 par degré de liberté du modèle comparé à la luminosité de surface de [172] en fonction de W_0 et x. Les quatre zones grisées du plus clair au plus foncé correspondent à des valeurs de χ^2 par degré de liberté inférieures à 4,3, 2 et 1.*

18.3 Ajustement sur des données

Les paramètres du modèle sont la pente de la fonction de masse x, le potentiel réduit au centre de l'amas $W_0 \equiv -\phi(r=0) + \phi_t/\sigma^2$, la dispersion de vitesse centrale σ, la densité centrale ρ_c.

Ces deux derniers paramètres fixent le rayon de coeur de l'amas par l'équation 18.5. Pour une fonction de masse donnée, le rayon de marée est alors défini par la valeur de W_0.

En ajustant uniquement la luminosité de surface de [172], on obtient les contours de χ^2 par degré de liberté représentés figure 18.9 en fonction de W_0 et x. On obtient un minimum pour un χ^2 par degré de liberté de 0.96 pour $W_0 = 21.25$ et une fonction de masse de pente 2.3. La luminosité de surface, la vitesse de rotation et la dispersion de vitesse obtenues avec ce modèle sont comparées aux données figure 18.10

On note que la vitesse de rotation est en bon accord avec les résultats sur les mouvements propres figure 18.8, les points avec barre d'erreur sur la figure 18.10 en bas à droite correspondent aux mesures de vitesses radiales et contraignent peu le modèle. La dispersion de vitesse est en revanche mal reproduite pour les petits rayons.

Si l'on essaie d'ajuster la luminosité de surface, la dispersion de vitesse et la vitesse de rotation, la meilleure paramétrisation du modèle est obtenue pour une pente de fonction de masse x de 1.1. Cette réalisation du modèle est comparée aux données figure 18.11. La densité des étoiles massives est très supérieure à celle des étoiles plus légères au coeur de l'amas. Cela permet d'obtenir une dispersion de vitesse plus importante au centre de l'amas que dans le modèle précédent. Ce dernier ne permet cependant pas de rendre compte de la luminosité de surface en périphérie de l'amas. Nous pouvons aussi remarquer que la pente de la fonction de masse obtenue est beaucoup plus dure que celle tirée des mesures de De Marchi [176]. Cela implique que le modèle ne permet pas de reproduire simultanément la luminosité de surface et la dispersion de vitesse pour les petits rayons.

Nous pouvons comparer ce résultat à celui d'autres études.

Meylan [172] obtient un bon ajustement de ces observables, la dispersion de vitesse étant obtenue

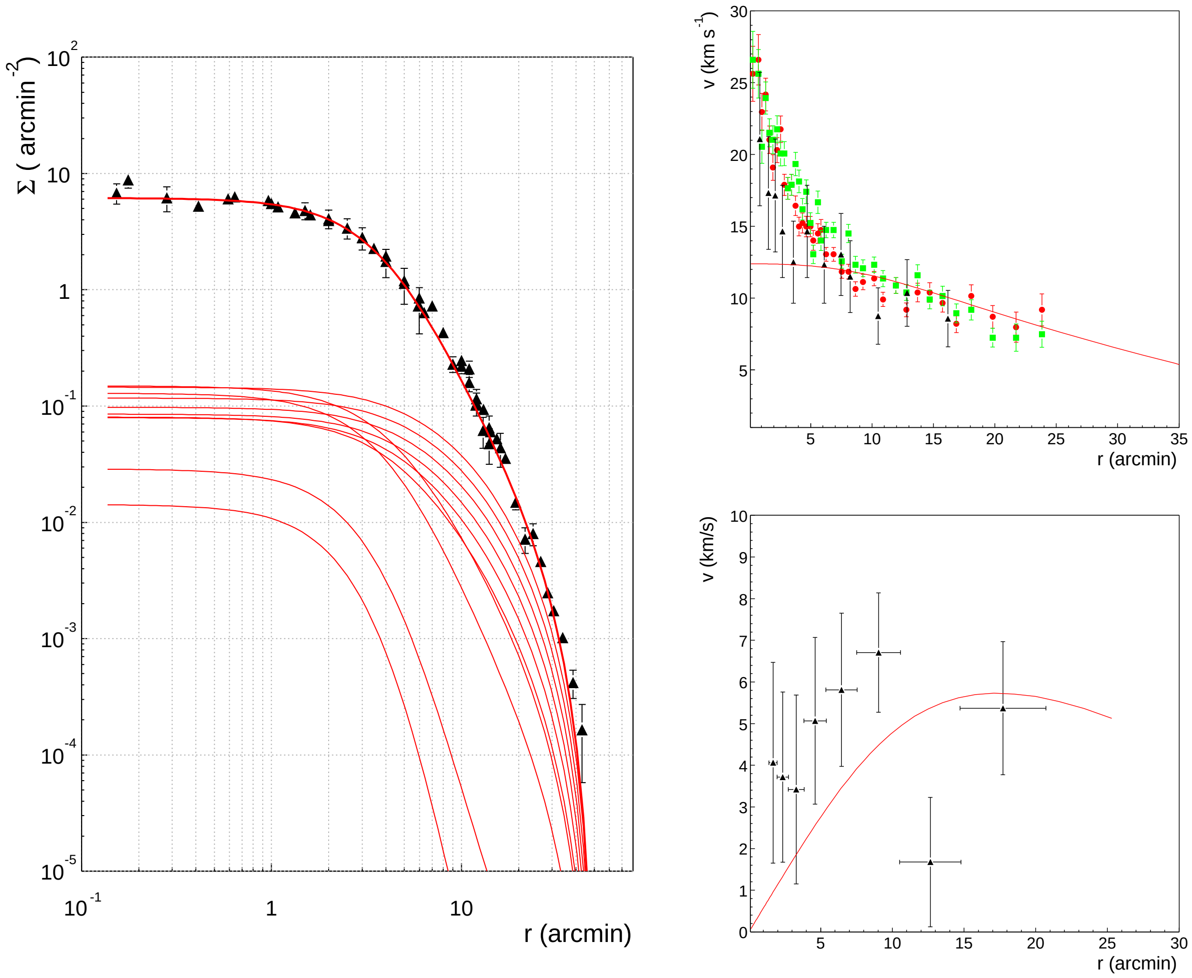


FIG. 18.10: *Comparaison du modèle obtenu par ajustement de la luminosité de surface aux données. A gauche, la luminosité de surface totale (à savoir sommée sur tous les groupes d'étoiles) est représentée par un trait épais. Les traits fins correspondent aux densités de surface des différents groupes d'étoiles (la normalisation de la densité de surface par rapport à la luminosité de surface est arbitraire sur ce graphique). En haut à droite, la dispersion de vitesse est représentée pour le groupe des étoiles géantes. Il en est de même pour la vitesse de rotation en bas à droite.*

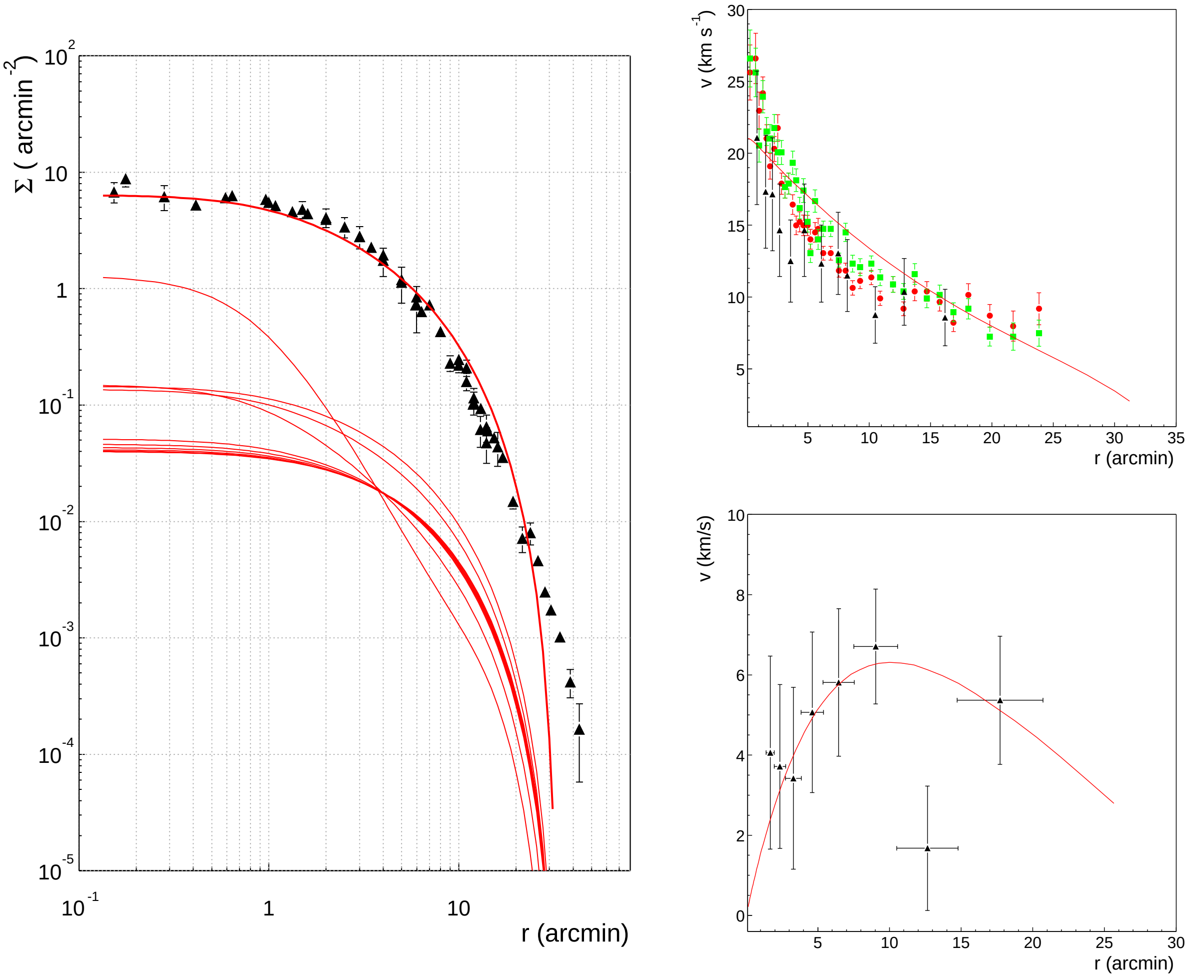


FIG. 18.11: *Comparaison du modèle obtenu par ajustement de la luminosité de surface, de la dispersion de vitesse et de la vitesse de rotation aux données. A gauche, la luminosité de surface totale (à savoir sommée sur tous les groupes d'étoiles) est représentée par un trait épais. Les traits fins correspondent aux densités de surface des différents groupes d'étoiles (la normalisation de la densité de surface par rapport à la luminosité de surface est arbitraire sur ce graphique). En haut à droite, la dispersion de vitesse est représentée pour le groupe des étoiles géantes. Il en est de même pour la vitesse de rotation en bas à droite.*

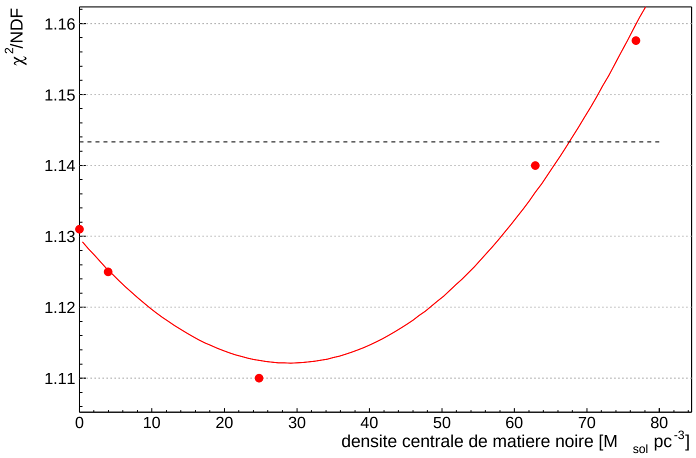


FIG. 18.12: *χ^2 par degré de liberté en fonction de la densité centrale de matière noire en $M_\odot$.pc^{-3}. Le χ^2 est obtenu à partir de comparaisons de la luminosité de surface et de la dispersion de vitesse pour un rayon projeté au centre de l'amas supérieur à 10 minutes d'arc. Chaque point correspond à un modèle, la courbe est un ajustement par une parabole. La droite tiretée représente la valeur du χ^2 par degré de liberté à un écart standard.*

avec les mesures de vitesses selon l'axe de visée. Cette dernière n'est cependant bien reproduite que pour des modèles ayant une importante anisotropie entre la dispersion de vitesse radiale et tangentielle (la rotation de l'amas globulaire n'étant pas prise en compte).

Ces modèles sont invalidés par les mesures des mouvements propres qui montrent que cette anisotropie des vitesses est faible. D'autre part, ces mêmes mesures donnent une dispersion de vitesse centrale plus contraignante pour les modèles. Elle atteint la valeur de 27 km.s^{-1} au centre, alors que celle obtenue par les mesures de vitesses selon l'axe de visée n'est que de 21 km.s^{-1}.

Giersz et Heggie [177], qui utilisent une fonction de masse contrainte par les observations, ne parviennent pas non plus à ajuster la dispersion de vitesse centrale et la luminosité de surface en périphérie de l'amas. Ce désaccord entre les modèles et les observations peut s'expliquer si l'équipartition au centre de l'amas n'est pas complète. Spitzer [178] montre que pour deux catégories d'étoiles de masses m_1 et m_2, avec $m_2 > m_1$, l'équipartition n'est pas obtenue si la masse totale M_2 des étoiles massives dépasse un seuil critique $\sim 0.16(m_2/m_1)^{3/2}M_1$, où M_1 est la masse totale des étoiles légères. Dans ce cas, les étoiles massives forment un coeur compact qui pourrait expliquer la dispersion de vitesse importante que l'on observe au centre de l'amas Omega du Centaure. La modélisation d'un tel effet est délicate et dépasse le cadre de notre étude.

Afin d'estimer la quantité de matière noire maximale que peut contenir Omega du Centaure, nous nous limiterons donc aux contraintes apportées par la luminosité de surface et la dispersion de vitesse pour des rayons au centre de l'amas, supérieurs à 10 minutes d'arc. Le χ^2 que l'on tire de ces comparaisons comprend 30 degrés de liberté (35 points d'ajustement et cinq paramètres libres du modèle). La figure 18.12 montre la valeur de χ^2 par degré de liberté obtenue en fonction de la densité centrale de matière noire. Le minimum est obtenu pour un modèle avec une densité centrale de matière noire de 24 M$_\odot$.pc^{-3} pour une valeur de χ^2 par degré de liberté de 1.11. La valeur obtenue pour un modèle sans matière noire est de 1.13. Les données sont donc compatibles avec un modèle sans matière noire. L'écart standard que l'on obtient pour la densité centrale de matière noire est de 40 M$_\odot$.pc^{-3} et celui pour $J/(\theta/\sigma_{80})$ est de 2×10^{20} GeV^2 cm^{-5}. Cela nous donne une limite supérieure à 90% de niveau de confiance de $J/(\theta/\sigma_{80}) < 3.3 \times 10^{20}$ GeV^2 cm^{-5}. La figure 18.13 montre les résultats du modèle avec une densité centrale de matière noire de 63 M$_\odot$.pc^{-3} comparés aux observations. La courbe en pointillés représente la densité de surface de matière noire.

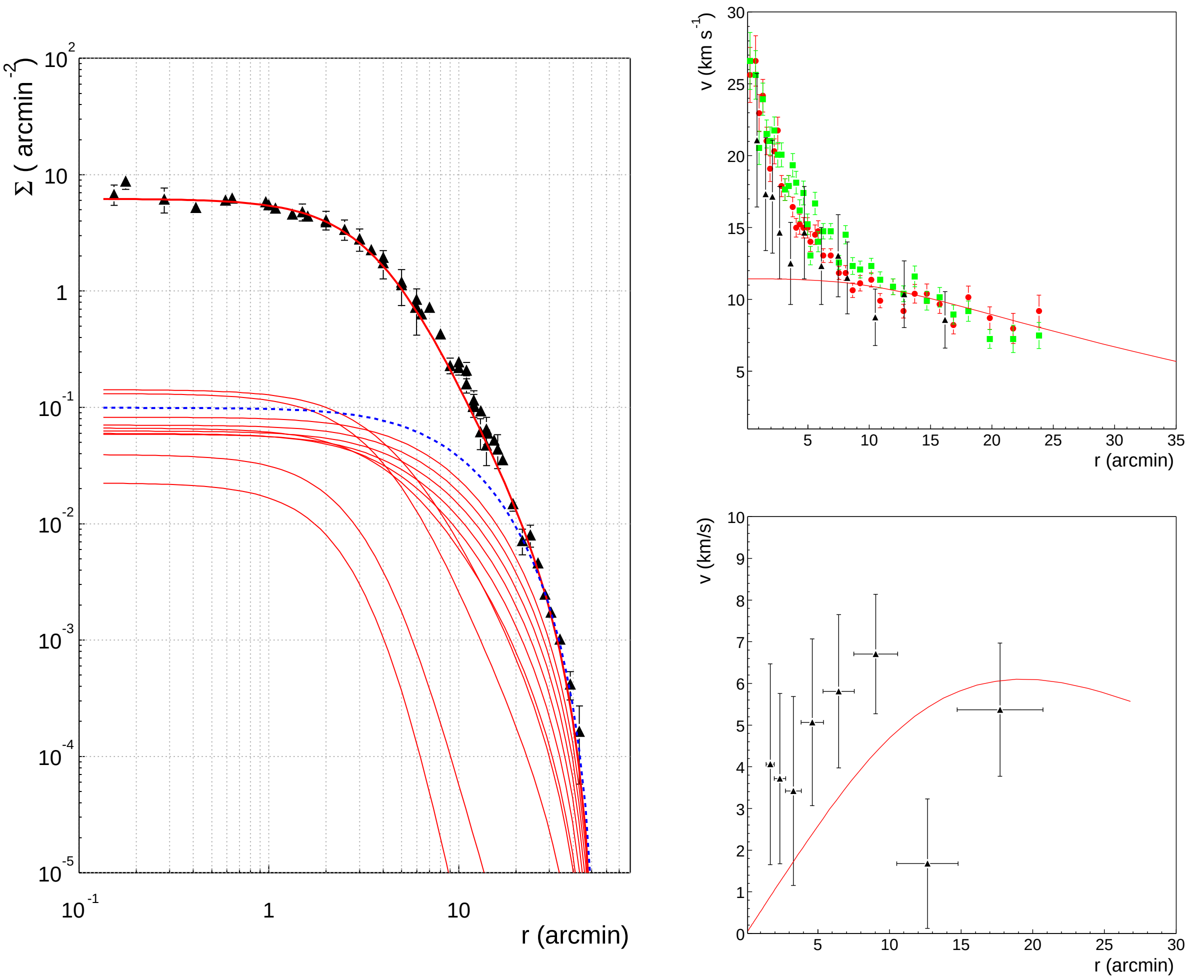


FIG. 18.13: *Comparaison du modèle obtenu par ajustement de la luminosité de surface, de la dispersion de vitesse et de la vitesse de rotation aux données. A gauche, la luminosité de surface totale (à savoir sommée sur tous les groupes d'étoiles) est représentée par un trait épais. Les traits fins correspondent aux densités de surface des différents groupes d'étoiles (la normalisation de la densité de surface par rapport à la luminosité de surface est arbitraire sur ce graphique), la courbe en pointillés représente la densité de surface de matière noire. En haut à droite, la dispersion de vitesse est représentée pour le groupe des étoiles géantes. Il en est de même pour la vitesse de rotation en bas à droite.*

18.4 Conclusion

Nous avons présenté un modèle d'amas globulaire en rotation décrivant la population stellaire par une fonction de distribution dépendant de l'énergie des étoiles et de leur moment angulaire. Dix classes stellaires de différentes masses ont été considérées. L'hypothèse d'équipartition en énergie de ces classes implique une ségrégation en masse dans l'amas. Nous avons appliqué ce modèle à l'amas globulaire Omega du Centaure, qui est l'amas le plus massif de la Galaxie. Le modèle permet de rendre compte de la courbe de luminosité de surface, de la vitesse de rotation, et de la dispersion de vitesse pour des rayons projetés supérieurs à 10 minutes d'arc. En revanche, nous n'avons pas pu reproduire la dispersion de vitesse centrale de l'amas, cela peut s'expliquer si l'équipartition n'est pas réalisée au coeur de l'amas pour les étoiles massives.

Ce modèle nous a cependant permis d'estimer la quantité maximale de matière noire que l'amas peut contenir. Les données sont compatibles avec une absence de matière noire, et nous avons obtenu une limite supérieure sur la densité centrale de matière noire et le terme $J/(\theta/\sigma_{80})$ intervenant dans le calcul du flux d'annihilation de neutralinos. Cette valeur est supérieure à celle obtenue pour le centre galactique lorsqu'on ne tient pas compte de l'effet du trou noir central. Nous avons ainsi démontré qu'Omega du Centaure est une source intéressante pour la recherche de matière noire supersymétrique. Nous utiliserons cette valeur de $J/(\theta/\sigma_{80})$ pour estimer le potentiel de détection de HESS dans le chapitre suivant.

Chapitre 19

Potentiel de détection du signal gamma d'annihilation de neutralinos

19.1 Estimation de la sensibilité pour le signal d'annihilation de gamma en provenance d'un halo

Nous utilisons la méthode décrite dans la section 14.4 pour estimer les sensibilités d'un télescope de HESS. Nous devons tenir compte des spécificités spectrales du signal gamma d'annihilation de neutralinos et de la distribution angulaire pour un halo étendu.

Le spectre d'annihilation s'ajuste pour des énergies supérieures à 50 GeV par une loi de puissance avec une coupure exponentielle à la masse du neutralino pour le continuum auquel s'ajoute la contribution des raies $\gamma\gamma$ et γZ. Un exemple de spectre d'annihilation a été présenté figure 16.11 dans le chapitre 16 présentant les modèles supersymétriques.

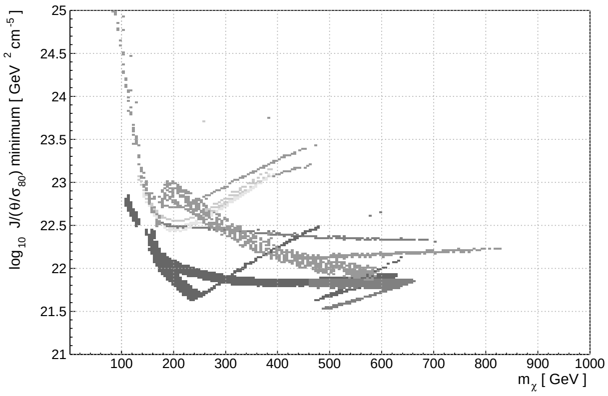
Cet ajustement est réalisé sur le spectre d'annihilation de chaque modèle m-SUGRA en accord avec la mesure de densité relique de matière noire non-baryonique et les contraintes des expériences en accélérateur listées table 16.1.

Nous tirons de l'estimation de sensibilité le facteur J minimal (J_{min}) requis pour avoir une significativité du signal supérieure à 5 pour une durée d'observation de 50 heures (cette durée représente le temps efficace d'acquisition corrigé du temps mort du détecteur). Plus précisément, nous obtenons un facteur $[J/(\theta/\sigma_{80})]_{min}$ où θ est le rayon angulaire sur lequel on intègre le signal et σ_{80} est la résolution angulaire du détecteur (voir section 17.1.3).

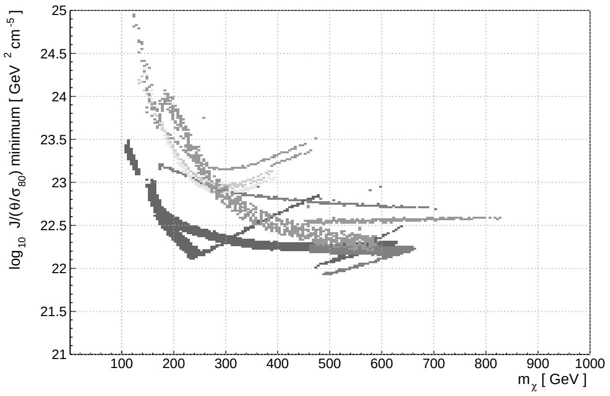
Comme l'acceptance du détecteur varie en fonction de l'angle zénithal, il en est de même pour $[J/(\theta/\sigma_{80})]_{min}$. Les distributions de ce paramètre pour plusieurs angles zénithaux que l'on obtient pour l'ensemble des modèles m-SUGRA sélectionnés sont représentées figure 19.1. $[J/(\theta/\sigma_{80})]_{min}$ augmente en fonction de l'angle zénithal. Sur la figure, chaque niveau de gris correspond à la distribution obtenue pour un lot de modèles avec une même valeur de $\tan\beta$ (du plus clair au plus foncé pour des valeurs croissantes de $\tan\beta$).

19.2 Résultats

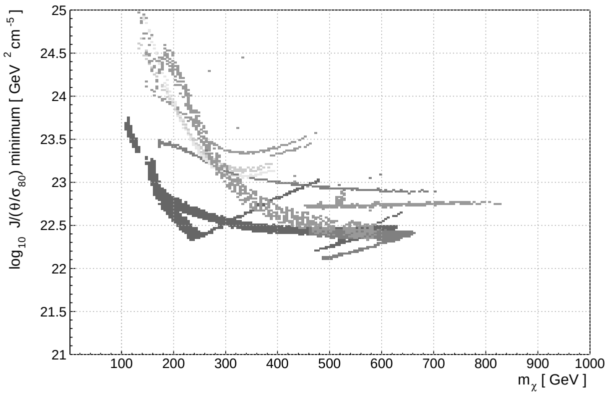
Nous pouvons maintenant exploiter ces distributions de $[J/(\theta/\sigma_{80})]_{min}$ avec les résultats obtenus sur la modélisation du halo de la Voie Lactée et de l'amas globulaire Omega du Centaure.



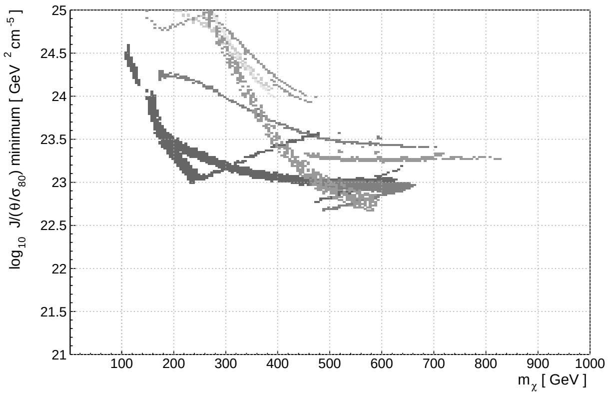
(a) $\theta_{zen} = 0°$



(b) $\theta_{zen} = 26°$



(c) $\theta_{zen} = 37°$



(d) $\theta_{zen} = 46°$

FIG. 19.1: *Distribution des valeurs minimales du paramètre de halo* $[J/(\theta/\sigma_{80})]_{min}$ *pour détecter le signal gamma d'annihilation de neutralinos en 50 heures d'observation avec une significativité supérieure à cinq, et pour des angles zénithaux d'observation de 0, 26, 37 et 46 degrés. Chaque point correspond à un modèle supersymétrique m-SUGRA en accord avec les limites des expériences en accélérateur et la mesure de la densité relique de matière noire non baryonique (table 16.1). Chaque niveau de gris correspond à la distribution obtenue pour un lot de modèles avec une même valeur de* $\tan\beta$ *(du plus clair au plus foncé pour des valeurs croissantes de* $\tan\beta$*).*

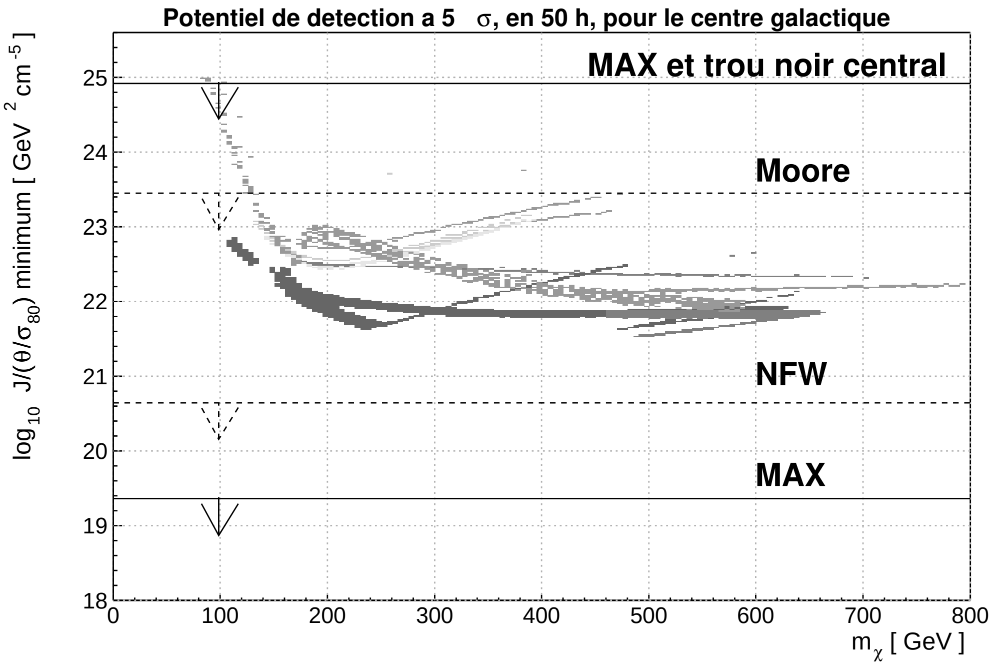


FIG. 19.2: *Distribution des valeurs minimales du paramètre de halo $[J/(\theta/\sigma_{80})]_{min}$ pour détecter le signal gamma d'annihilation de neutralinos en provenance du centre galactique en 50 heures d'observation avec une significativité supérieure à cinq. Chaque point correspond à un modèle supersymétrique m-SUGRA entre accord avec les limites des expériences en accélérateur et la mesure de la densité relique de matière noire non baryonique (table 16.1). Les droites correspondent au paramètre $[J/(\theta/\sigma_{80})]$ obtenus avec les profils de halo MAX, NFW et Moore décrits section 17.1.3. Le profil de Moore est le seul qui permette d'obtenir un signal détectable par un télescope de HESS en cinquante heures d'observation.*

19.2.1 Centre galactique

Le centre galactique peut être observé au zénith. Nous avons présenté section 17.1.3 les valeurs de $[J/(\theta_{max}/\sigma_{80})]$ pour le halo maximal (MAX) compatible avec les contraintes sur la densité locale de matière noire, la masse du halo et celles basées sur les vitesses de rotation et les observations de micro-lentilles gravitationnelles. Nous avons aussi montré que les profils de NFW et de Moore souvent utilisés donnent un signal beaucoup plus important mais sont incompatibles avec les données (voir la figure 17.6 et la table 17.1).

La figure 19.2 présente la comparaison des valeurs de $[J/(\theta/\sigma_{80})]_{min}$ au zénith avec les valeurs obtenues pour ces profils de halo. Le profil de Moore donne un signal détectable avec un télescope de HESS. Cependant, ce profil est exclu par les mesures de micro-lentilles gravitationnelles.

Pour le halo MAX, le signal est trop faible pour pouvoir être détecté. La croissance du trou noir central peut cependant accroître considérablement la densité centrale de matière noire. Dans le meilleur des cas, lorsque ce dernier croît adiabatiquement au centre du halo de matière noire, le signal gamma est amplifié de six ordres de grandeur. Tous les modèles suspersymétriques envisagés sont détectables par HESS. Ce cas de figure est cependant peu probable.

Dans le cas d'une observation stéréoscopique, le gain en sensibilité est de l'ordre de cinq, ce qui ne change pas cette conclusion.

19.2.2 Omega du Centaure

Pour Omega du Centaure, l'angle zénithal minimal d'observation est de 28°. Nous avons obtenu, dans le chapitre précédent, une limite supérieure sur la quantité de matière noire que l'amas contient

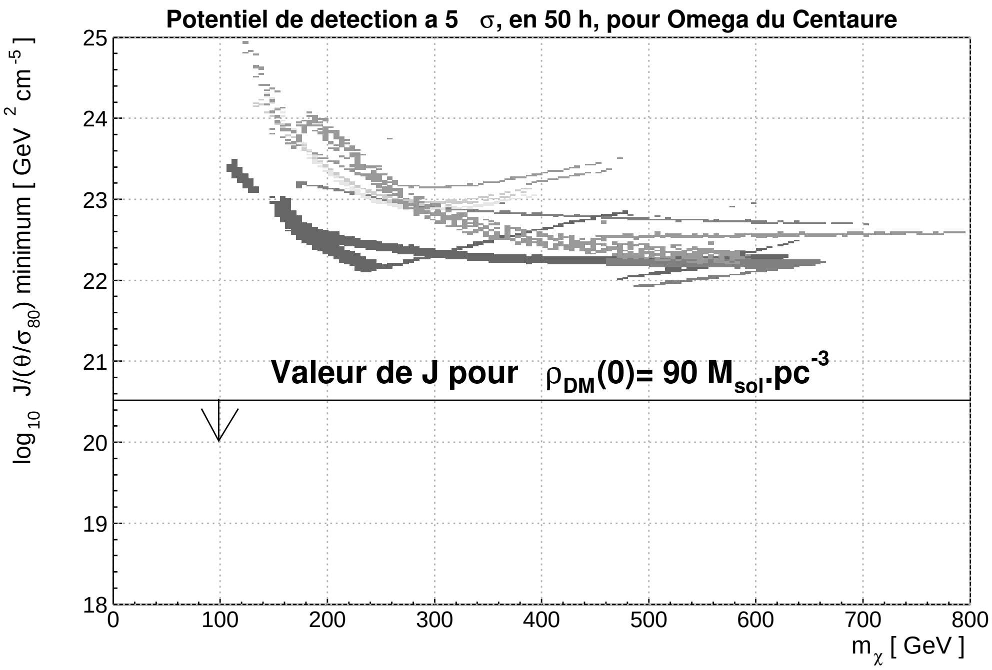


FIG. 19.3: *Distribution des valeurs minimales du paramètre de halo $[J/(\theta/\sigma_{80})]_{min}$ pour détecter le signal gamma d'annihilation de neutralinos en provenance de l'amas globulaire Omega du Centaure en 50 heures d'observation avec une significativité supérieure à cinq. Chaque point correspond à un modèle supersymétrique m-SUGRA entre accord avec les limites des expériences en accélérateur et la mesure de la densité relique de matière noire non baryonique (table 16.1). La droite représente la valeur maximale de $[J/(\theta/\sigma_{80})]$ à 90% de niveau de confiance que nous avons obtenu dans le chapitre précédent à partir des observations de luminosité de surface et de dispersion de vitesse. Cette valeur correspond à une densité centrale de matière noire de 90 $M_\odot.pc^3$.*

et plus précisément une limite sur $J/(\theta/\sigma_{80})$ de 3.3×10^{20} GeV^2 cm^{-5} à 90% de niveau de confiance. Cette valeur est comparée aux valeurs minimales requises pour détecter un signal significatif avec un téléscope en 50 heures d'observation sur la figure 19.3.

Compte tenu de ce résultat, nous pouvons conclure qu'un télescope de HESS n'a pas la sensibilité requise pour pouvoir détecter un signal d'annihilation de neutralino en provenance de l'amas globulaire Omega du Centaure, dans le cadre des modèles m-SUGRA contraints par la mesure récente de densité relique obtenue par l'expérience WMAP. Des observations stéréoscopiques ne permettront probablement pas d'atteindre la sensibilité requise.

Conclusion

Nous avons présenté dans cette thèse les résultats obtenus pendant les six premiers mois de fonctionnement du premier télescope de l'expérience HESS. Ces résultats permettent une mise en évidence du signal en provenance de la nébuleuse du Crabe à 19 écarts standard en six heures d'observation et une estimation de son flux différentiel à 1 TeV en accord avec les résultats d'autres expériences dans le même domaine en énergie.

$$\left.\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_{TeV}}\right|_{E=1\,\mathrm{TeV}} = (4.16 \pm 0.27_{\mathrm{stat}} \pm 1.17_{\mathrm{sys}}) \times 10^{-11}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{TeV}^{-1}$$

L'ensemble de la simulation des gerbes atmosphériques et de la réponse du détecteur est détaillé et validé par des comparaisons avec les données. Les paramètres de la simulation sont ajustés sur les distributions des paramètres des images de rayons cosmiques réels. L'analyse des anneaux de muons permet en outre d'étalonner l'efficacité de collection de lumière du détecteur et d'affiner la modélisation de l'électronique de déclenchement. Suite à ces analyses, nous reproduisons le taux de déclenchement du télescope à partir de simulations.

Le signal en provenance de la nébuleuse du Crabe permet de valider la simulation des gerbes de gammas et d'estimer la sensibilité du détecteur. Pour un spectre en loi de puissance de même indice spectral que celui du Crabe, en cinquante heures d'observation au zénith, et pour une significativité de cinq, nous sommes sensibles à un flux :

$$F|_{E>100\,\mathrm{GeV}} > 1.5 \times 10^{-11}\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$$

Ces résultats sont utilisés pour discuter le potentiel de détection de matière noire supersymétrique de HESS. Nous avons estimé le signal gamma d'annihilation que l'on obtient pour les modèles mSUGRA compatibles avec les limites des expériences en accélérateur et avec la mesure de la densité relique de matière noire non baryonique, puis nous avons étudié le signal attendu en provenance du centre galactique et de l'amas globulaire Omega du Centaure.

Le halo de matière noire de la Voie Lactée est contraint par les observations de courbes de rotation, une estimation de la densité locale de matière noire, et les observations de micro-lentilles gravitationnelles. Nous avons montré que le trou noir central modifie la distribution de matière noire au centre du halo de sorte que le flux d'annihilation attendu peut varier de plusieurs ordres de grandeur. Pour le modèle de halo le plus favorable, HESS a la sensibilité pour détecter un signal d'annihilation de neutralinos pour la plupart des modèles supersymétriques mSUGRA compatibles avec la mesure de la densité relique de matière noire non baryonique. Le signal est en revanche trop faible pour être détectable dans le cas du halo le plus pessimiste.

Nous présentons une alternative en discutant le potentiel de détection de matière noire dans l'amas globulaire Omega du Centaure. Le modèle conduit à une limite supérieure sur la quantité de matière noire donnant un signal gamma comparable à celui du centre galactique pour certains halos. Cette limite supérieure est cependant hors de portée de la sensibilité de HESS.

Compte tenu des faibles contraintes actuelles sur les halos de matière noire, HESS ne pourra pas exclure de modèles supersymétriques si aucun signal n'est détecté. En revanche, la mise en évidence d'un signal d'annihilation de neutralinos lèverait le voile sur la nature de la matière noire non-baryonique, ce qui serait une avancée importante pour la compréhension de la formation de l'univers, de la dynamique des galaxies, et de la physique des particules.

Annexe A

Sections efficaces dans les gerbes électromagnétiques

L'ensemble des sections efficaces de ce chapitre sont tirées de [16].

Les sections efficaces différentielles de Bremsstrahlung et de création de paires s'écrivent de la façon suivante (voir Table A.1 et Fig. A.1 pour les notations) :

$$\begin{array}{ll} d\sigma_{e_-,N\to\gamma,e_-,N}/dk & = r_0^2\alpha Z(Z+\xi)/k \\ & \times[(1+(E/E_0)^2)\,(\phi_1(\delta)-4/3\ln(Z)-4f_c(Z)) \\ & -\frac{2}{3}\frac{E}{E_0}\,(\phi_2(\delta)-4/3\ln(Z)-4f_c(Z))] \\ \delta = 136Z^{-1/3}\frac{km}{E_0E} & \end{array} \tag{A.1}$$

$$\begin{array}{ll} d\sigma_{\gamma,N\to e_+,e_-,N}/dE_+ & = r_0^2\alpha Z(Z+\xi)/k^3 \\ & \times[\left(E_+^2+E_-^2\right)(\phi_1(\delta)-4/3\ln(Z)-4f_c(Z)) \\ & +\frac{2}{3}E_+E_-\,(\phi_2(\delta)-4/3\ln(Z)-4f_c(Z))] \\ \delta = 136Z^{-1/3}\frac{km}{E_+E_-} & \end{array} \tag{A.2}$$

où :

$$\xi = \ln(1440Z^{-2/3})/\ln(183Z^{-1/3}) \tag{A.3}$$

$$f_c(Z) \simeq a^2[1/(1+a^2)+0.20206-0.0369a^2+0.0083a^4-0.002a^6],\, a=\alpha Z \tag{A.4}$$

$$\phi_1(\delta) = \ln(183)-3.24\delta+0.625\delta^2 \text{ si } \delta\leq 1 \tag{A.5}$$

$$\phi_2(\delta) = \ln(183)-2/3-1.930\delta+0.086\delta^2 \text{ si } \delta\leq 1 \tag{A.6}$$

$$\phi_1(\delta) = \phi_2(\delta)=21.12-4.184\ln(\delta+0.952) \tag{A.7}$$

Dans l'air, $\xi\simeq 1.3$, $f_c(Z)\simeq 0.003$. On peut considérer qu'il y a écrantage total ($\delta\simeq 0$) pour une énergie E_0 (pour le Bremsstrahlung) ou k (pour la création de paires) supérieur au GeV (voir Fig.2.1). Dans ce cas, le perte d'énergie par quantité de matière traversée associée au Bremsstrahlung s'écrit :

$$\begin{array}{ll} -\frac{dE_{brem}}{dx} & = n_A\int_0^E \frac{d\sigma}{dk}dk \\ & = n_A 4\alpha r_0^2 Z(Z+\xi)\left[\ln(183Z^{-1/3})+1/18-f_c(Z)\right] \end{array} \tag{A.8}$$

où $n_A=N_0\rho/A$ est la densité atomique. Cela permet de définir la longueur de radiation X_0 mentionnée dans le chapitre 2.1.

Les sections efficaces d'annihilation de positrons et d'effet Compton valent :

$$\sigma_{e_+,e_-\to\gamma,\gamma} = \frac{n\pi r_0^2}{\gamma+1}\left[\frac{\gamma^2+4\gamma+1}{\gamma^2-1}\ln(\gamma+\sqrt{\gamma^2-1})-\frac{\gamma+3}{\gamma^2-1}\right] \tag{A.9}$$

$$\begin{array}{ll} \sigma_{\gamma,e_-\to\gamma,e_-} & = \frac{n\pi r_0^2 m}{k_0}\left[C_1(1/\epsilon-1)-C_2\ln(\epsilon)+C_3+1/2-\epsilon(C_3+\epsilon/2)\right] \\ k_0'=k_0/m & \\ \epsilon & =1/(1+2k_0') \\ C_1 & =(k_0')^{-2} \\ C_2 & =1-2(1+k_0')/(k_0')^2 \\ C_3 & =(1+2k_0')/(k_0')^2 \end{array} \tag{A.10}$$

Les diffusions Möller et Bhabha divergent lorsque l'énergie cinétique T de l'électron diffusé tend vers 0. Nous sommes donc amenés à considérer une énergie de coupure T_m. En notant $\epsilon = T_m/T_0$, ces sections efficaces intégrées sur T entre T_m et $T_0/2$ pour Möller et entre T_m et T_0 pour Bhabha valent :

$$\sigma_{e_-,e_-\to e_-,e_-} = \frac{n2\pi r_0^2 m}{\beta^2 T_0}\left[\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)^2(1/2-\epsilon)+\frac{1-2\epsilon}{\epsilon(1-\epsilon)}-\frac{2\gamma-1}{\gamma^2}\ln(1/\epsilon-1)\right] \tag{A.11}$$

$$\begin{array}{ll} \sigma_{e_+,e_-\to e_+,e_-} & = \frac{n2\pi r_0^2 m}{T_0}\left[\frac{1/\epsilon-1}{\beta^2}+B_1\ln(\epsilon)+B_2(1-\epsilon)+(B_4/3-B_3/2)-\epsilon^2(\epsilon B_4/3-B_3/2)\right] \\ y & =1/(\gamma+1) \\ B_1 & =2-y^2 \\ B_2 & =(1-2y)(3+y^2) \\ B_3 & =B_4+(1-2y)^2 \\ B_4 & =(1-2y)^3 \end{array} \tag{A.12}$$

Les pertes par ionisation pour les électrons et positrons s'écrivent :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{n2\pi r_0^2 n}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2T'mc^2(\gamma^2-1)}{I^2}\right)-\beta^2\right] \tag{A.13}$$

où T' est l'énergie cinétique maximale transférée à l'électron secondaire et I le potentiel d'ionisation.

En pratique, on calcule des pertes continues pour $T < T_m$ en ajoutant aux pertes par ionisation les pertes par diffusion Bhabha ou Möller intégrées sur T entre T' et T_m. Cela fait disparaître la dépendance en T'. On obtient pour les électrons et positrons :

$$-\frac{dE^\pm}{dx} = \frac{n2\pi r_0^2 n}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2T_m mc^2(\gamma^2-1)}{I^2}\right)-\beta^2+f^\pm(T_0)\right] \tag{A.14}$$

avec

$$f^-(T_0) = \frac{T_m}{T_0-T_m}+\frac{T_m^2}{2E_0^2}+\left(1+\frac{2\gamma-1}{\gamma^2}\right)\ln\left(\frac{T_0-T_m}{T_0}\right) \tag{A.15}$$

et

$$\begin{array}{l} f^+(T_0)=\beta^2/12\times[\;\; 12(2-y^2)\epsilon-6(3-6y+y^2-2y^3)\epsilon^2 \\ \qquad\qquad\qquad\qquad +4(2-10y+16y^2-8y^3)\epsilon^3-3(1-6y+12y^2-8y^3)\epsilon^4] \\ \epsilon=T_m/T_0 \\ y=1/(\gamma+1) \end{array} \tag{A.16}$$

E	Energie totale de l'électron
T	Energie cinétique de l'électron
$\gamma = E_0/m$	
k	Energie du photon
r_0	Rayon classique de l'électron
N_0	Nombre d'Avogadro
α	Constante de structure fine
n	Densité électronique

TAB. A.1: *Symboles et constantes.*

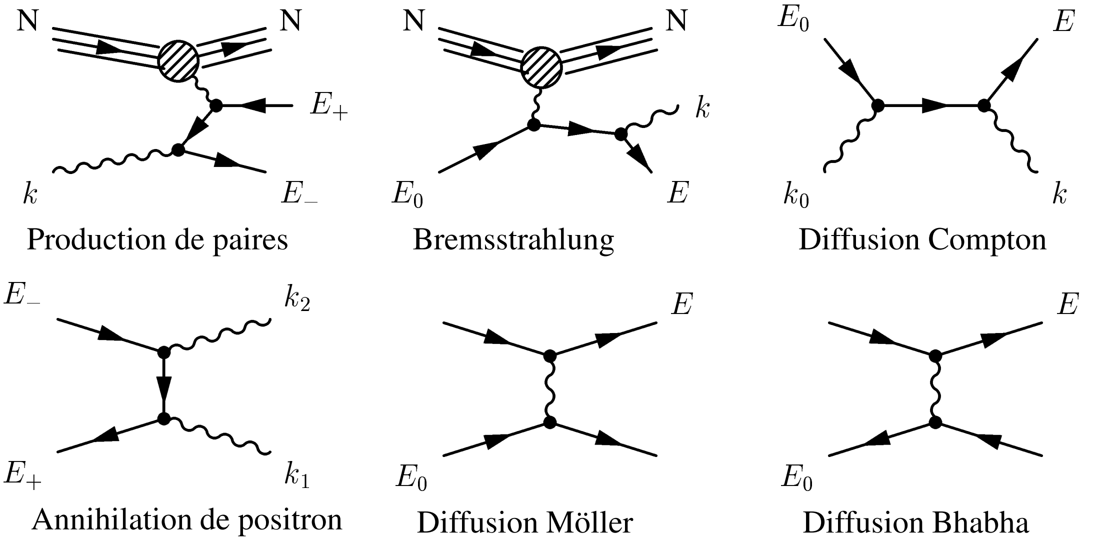


FIG. A.1: *Diagrammes de Feynman des interactions intervenant dans les gerbes électromagnétiques.*

Annexe B

Quantités relatives aux amas globulaires

B.1 Rayon de marée

Considérons qu'un amas globulaire de masse m ait une orbite circulaire autour d'une galaxie de masse M. Le référentiel tournant défini par les deux masses a une vitesse de rotation Ω avec

$$\Omega = \sqrt{\frac{G(m+M)}{D^3}} \tag{B.1}$$

L'équation du mouvement d'une particule dans le potentiel de ces deux masses est $\mathrm{d}E_J/\mathrm{d}t = 0$ avec

$$E_j = \frac{1}{2}v^2 + \Phi(m) + \Phi(M) + \frac{1}{2}|\Omega \times \vec{r}|^2 = \frac{1}{2}v^2 + \Phi_{eff} \tag{B.2}$$

où $\Phi(m_i)$ est le potentiel gravitationnel associé à l'objet de masse m_i, et Φ_{eff} est le potentiel effectif dans le référentiel tournant.

Ce dernier atteint un maximum pour $\partial\Phi_{eff}/\partial x^i = 0$. En considérant des masses ponctuelles, cette équation sur l'axe reliant les deux masses donne

$$\frac{M}{(D-r_J)^2} \pm \frac{m}{r_J^2} - \frac{M+m}{D^3}\left(\frac{D}{1+m/M} - r_J\right) = 0 \tag{B.3}$$

où D est la distance entre les deux masses et r_J la distance entre le maximum du potentiel et la masse m. Dans le cas d'un amas globulaire en rotation autour d'une galaxie, $m << M$ et on obtient

$$r_J \simeq \left(\frac{m}{3M}\right)^{1/3} D \tag{B.4}$$

r_J est le rayon de marée de l'amas globulaire. Cette formule est approximative dans la mesure où les orbites des amas globulaires ne sont pas circulaires et les distributions de masse non ponctuelles. Elle donne cependant un bon ordre de grandeur du rayon de marée. Notons par ailleurs que la surface définie par $\partial\Phi_{eff}/\partial x^i = 0$ n'est pas sphérique et la valeur de r_J correspond au maximum du potentiel sur l'axe entre l'amas globulaire et la galaxie.

B.2 Profil de King

King [182] montre que la plupart des amas globulaires ont un profil de luminosité de surface qui peut être ajusté expérimentalement par la loi suivante

$$\Sigma(r) = A\left[\left(1+(r/r_c)^2\right)^{-1/2} - \left(1+(r_t/r_c)^2\right)^{-1/2}\right]^2 \tag{B.5}$$

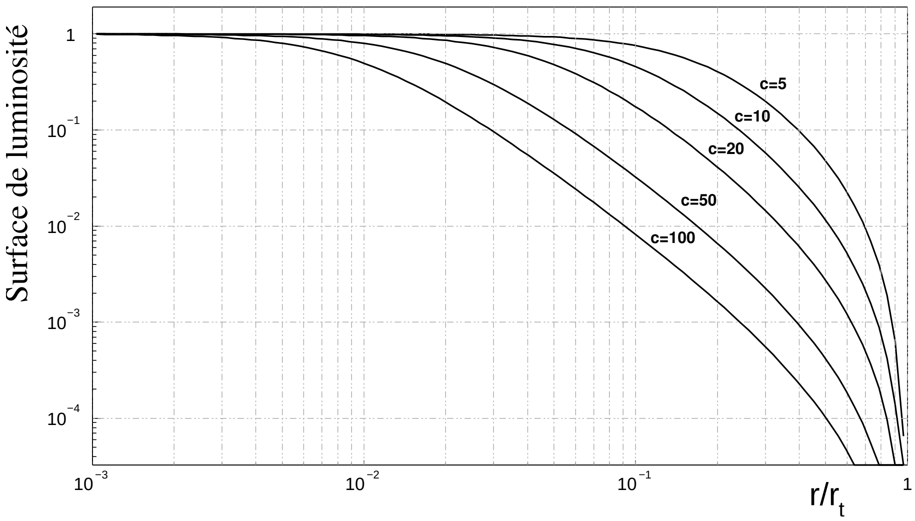


FIG. B.1: *Profil de King (équation B.5) pour différentes valeurs de $c = r_t/r_c$ en fonction de r/r_t.*

Le paramètre r_c que l'on appelle rayon de coeur définit la distance à partir de laquelle la luminosité de surface vaut la moitié de sa valeur centrale. r_t est communément appelé rayon de marée par analogie à la coupure en densité due aux effets de marée sur les étoiles des amas. On définit aussi la concentration de l'amas $c \equiv r_t/r_c$.

Cette fonction est représentée pour différentes valeurs de r_c figure B.1.

B.3 Modèle d'amas globulaire en rotation

B.3.1 Rappel sur la fonction de distribution et paramètres du modèle

La fonction de distribution s'écrit

$$f(E, L_z) = \left(e^{W-\eta} - 1\right) \, e^{\beta\Omega L_z} \tag{B.6}$$

avec $L_z = rv \, \sin\theta \, \cos\theta_v$ (θ_v est l'angle de v par rapport à la vitesse de rotation), $\eta = v^2/2\sigma^2$ et $W = -(\phi - \phi_t)/\sigma^2$. On introduit aussi $\alpha = \Omega\sqrt{2}r/\sigma \times \sin\theta$. v est la vitesse de l'étoile, ϕ le potentiel de l'amas, ϕ_t un potentiel de coupure qui amène à l'apparition d'un rayon de marée, Ω la vitesse angulaire, et σ^2 la vitesse de dispersion unidimensionnelle au centre de l'amas.

B.3.2 La densité

La densité s'obtient par intégration sur les vitesses, on trouve

$$\rho = \rho_c \, \frac{\mathcal{F}(W, \alpha)}{\mathcal{F}(\chi, 0)}$$

où $\chi = \phi_t/\sigma^2$ est le potentiel réduit au centre de l'amas (le potentiel est nul à l'infini).

La fonction $\mathcal{F}(W, \alpha)$ s'écrit

$$\mathcal{F}(W,\alpha) = \int_0^W \frac{\sinh(\alpha\sqrt{\eta})}{\alpha}\left(e^{W-\eta}-1\right)d\eta \tag{B.7}$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}}{4}e^{W+\alpha^2/4}\left[\mathrm{erf}\left(\sqrt{W}+\frac{\alpha}{2}\right)+\mathrm{erf}\left(\sqrt{W}-\frac{\alpha}{2}\right)\right] + \sinh(\alpha\sqrt{W})\left(\frac{2}{\alpha^3}-\frac{1}{\alpha}\right)-\frac{2\sqrt{W}}{\alpha^2}\cosh(\alpha\sqrt{W}) \tag{B.8}$$

B.3.3 La dispersion de vitesse

La dispersion de vitesse s'obtient de la même manière en introduisant un terme v^2 dans l'intégrale sur les vitesses de la fonction de distribution.

$$\langle v^2\rangle = \frac{1}{\rho}\iint 2\pi v^4\,dv\,d\cos\theta_v\,C\left(e^{W-\eta}-1\right)\,e^{\alpha\,v\cos\theta_v/\sqrt{2}/\sigma}$$

On obtient

$$\langle v^2\rangle = \frac{8\pi C\sqrt{2}\sigma^3}{\rho}\mathcal{G}(W,\alpha) = 2\sigma^2\,\frac{\mathcal{G}(W,\alpha)}{\mathcal{F}(W,\alpha)}$$

avec

$$\mathcal{G}(W,\alpha) = \int_0^W \frac{\sinh(\alpha\sqrt{\eta})}{\alpha}\left(e^{W-\eta}-1\right)\eta\,d\eta \tag{B.9}$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}}{8}e^{W+\alpha^2/4}\left[3+\frac{\alpha^2}{2}\right]\left[\mathrm{erf}\left(\sqrt{W}+\frac{\alpha}{2}\right)+\mathrm{erf}\left(\sqrt{W}-\frac{\alpha}{2}\right)\right] + \sinh(\alpha\sqrt{W})\left(\frac{12}{\alpha^5}+\frac{6W}{\alpha^3}-\frac{W}{\alpha}-\frac{1}{\alpha}-\frac{\alpha}{4}\right) \tag{B.10}$$

$$-\cosh(\alpha\sqrt{W})\left(\frac{12\sqrt{W}}{\alpha^4}+\frac{\sqrt{W}}{2}+\frac{2W^{3/2}}{\alpha^2}\right) \tag{B.11}$$

B.3.4 La vitesse de rotation

Il faut maintenant calculer

$$\langle v_\phi\rangle = \frac{1}{\rho}\iint 2\pi v^2\,dv\,d\cos\theta_v\,C\left(e^{W-\eta}-1\right)\,e^{\alpha\,v\cos\theta_v/\sqrt{2}/\sigma}\times v\,\cos\theta_v$$

on arrive à

$$\langle v_\phi\rangle = \sqrt{2}\,\sigma\,\frac{\mathcal{H}(W,\alpha)}{\mathcal{F}(W,\alpha)}$$

avec

$$\mathcal{H}(W,\alpha) = \int_0^W \frac{\alpha\sqrt{\eta}\cosh(\alpha\sqrt{\eta})-\sinh(\alpha\sqrt{\eta})}{\alpha^2}\left(e^{W-\eta}-1\right)\,d\eta \tag{B.12}$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}}{8}e^{W+\alpha^2/4}\left[\mathrm{erf}\left(\sqrt{W}+\frac{a}{2}\right)+\mathrm{erf}\left(\sqrt{W}-\frac{a}{2}\right)\right]\alpha + \sinh(\alpha\sqrt{W})\left(-\frac{6}{\alpha^4}+\frac{1}{\alpha^2}-\frac{2W}{\alpha^2}-\frac{1}{2}\right) \tag{B.13}$$

$$+\cosh(\alpha\sqrt{W})\left(\frac{6\sqrt{W}}{\alpha^3}-\frac{\sqrt{W}}{\alpha}\right) \tag{B.14}$$

Un développement limité à l'ordre deux pour les petites valeurs de α donne

$$\mathcal{H}(W,\alpha) \approx \alpha \left[\frac{\sqrt{\pi}}{4} e^W \mathrm{erf}(\sqrt{W}) - \frac{\sqrt{W}}{2} - \frac{W^{3/2}}{3} - \frac{2W^{5/2}}{15} \right] + o(\alpha^2)$$

On peut alors remarquer que

$$\mathcal{H}(W,\alpha) \approx \alpha\, \mathcal{G}(W,0) + o(\alpha^2)$$

Au centre, l'amas tourne donc en bloc à la vitesse angulaire

$$\omega \equiv \frac{\langle v_\phi \rangle}{r\ \sin\theta} = \sqrt{2}\,\sigma\, \frac{\alpha}{r\sin\theta} \frac{\mathcal{G}(\chi,0)}{\mathcal{F}(\chi,0)} = 2\Omega\, \frac{\mathcal{G}(\chi,0)}{\mathcal{F}(\chi,0)}$$

B.3.5 La dispersion de vitesse de rotation

Il faut maintenant calculer

$$\langle v_\phi^2 \rangle = \frac{1}{\rho} \iint 2\pi v^2\, dv\, d\cos\theta_v\, C \left(e^{W-\eta} - 1 \right)\, e^{\alpha \sin\theta\, v \cos\theta_v / \sqrt{2}/\sigma} \times v^2\ \cos^2\theta_v$$

on arrive à

$$\langle v_\phi^2 \rangle = 2\sigma^2\, \frac{\mathcal{G}_\phi(W,\alpha)}{\mathcal{F}(W,\alpha)}$$

avec

$$\mathcal{G}_\phi(W,\alpha) = \int_0^W \frac{2\sinh(\alpha\sqrt{\eta}) - 2(\alpha\sqrt{\eta})\ \cosh(\alpha\sqrt{\eta}) + \alpha^2\eta\ \sinh(\alpha\sqrt{\eta})}{(\alpha\sqrt{\eta})^3} \left(e^{W-\eta} - 1 \right)\ \eta^{3/2} d\eta \tag{B.15}$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}}{8} e^{W+\alpha^2/4} \left[1 + \frac{\alpha^2}{2} \right] \left[\mathrm{erf}\left(\sqrt{W} + \frac{a}{2} \right) + \mathrm{erf}\left(\sqrt{W} - \frac{a}{2} \right) \right]$$

$$+ \ \sinh(\alpha\sqrt{W}) \left(\frac{24}{\alpha^5} - \frac{2}{\alpha^3} + \frac{10W}{\alpha^3} - \frac{W}{\alpha} - \frac{\alpha}{4} \right) \tag{B.16}$$

$$+ \ \cosh(\alpha\sqrt{W}) \left(-\frac{24\sqrt{W}}{\alpha^4} + \frac{2\sqrt{W}}{\alpha^2} - \frac{2W^{3/2}}{\alpha^2} - \frac{\sqrt{W}}{2} \right) \tag{B.17}$$

B.3.6 Fonction de masse

On considère N_m populations d'étoiles de masse m_i entre m_{inf} en m_{sup} suivant une fonction de masse :

$$dN = m^{-x} d\ln(m) \tag{B.18}$$

Pour une fonction de masse de Salpeter, $x = 1.35$. On définit la fraction de masse associée à la population i :

$$f_i \equiv f(m_i) = \frac{1}{f(m_{sup})} \int_{m_i}^{m_{i+1}} m \frac{dN}{dm} dm = C \left(m_{i+1}^{1-x} - m_i^{1-x} \right) \tag{B.19}$$

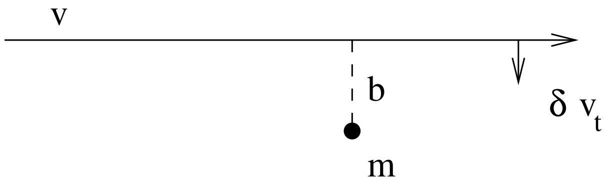


FIG. B.2: *Une étoile test de vitesse v passe à une distance b d'une étoile du champ de masse m.*

La densité ρ_{ref} et la dispersion de vitesse de référence σ_{ref} sont celles de m_{sup}. Ainsi, avec l'hypothèse d'équipartition $m_i\sigma_i^2 = m_j\sigma_j^2$,

$$s_i \equiv m_i/m_{sup} \tag{B.20}$$
$$\sigma_i = 1/\sqrt{s_i} \times \sigma_{ref} \tag{B.21}$$
$$W_i = s_i \times W \tag{B.22}$$
$$\alpha_i = \sqrt{s_i} \times \alpha \tag{B.23}$$
$$\rho_i = f_i \times \rho_{ref} \tag{B.24}$$

B.4 Temps de relaxation et temps d'évaporation

B.4.1 Temps de relaxation

Les orbites des étoiles d'un amas sont modifiées en première approximation par des interactions gravitationnelles à deux corps avec d'autres étoiles. Comme la gravitation est une force agissant à grande distance ($F \propto r^{-2}$), pour une densité stellaire homogène, les étoiles lointaines contribuent de la même façon que les étoiles proches à la force gravitationnelle.

Afin de déterminer le temps nécessaire pour que l'orbite d'une étoile test soit significativement modifiée par la présences des étoiles environnantes, nous devons calculer la déviation induite par une étoile située à une distance b de la trajectoire de l'étoile test, puis intégrer cette déviation sur toutes les valeurs possibles de b.

Lorsqu'une étoile test de vitesse v passe à une distance b d'une étoile du champ de masse m (voir schéma B.2), la vitesse transverse δv_t acquise par l'étoile test vaut (dans l'approximation d'une petite déviation) :

$$|\delta v_t| \simeq \frac{2Gm}{bv} \tag{B.25}$$

Si l'amas contient N étoiles dans un rayon R, la vitesse de l'étoile test traversant l'amas est modifiée de :

$$\Delta v_t^2 = \int \left(\frac{2Gm}{bv}\right)^2 \frac{2N}{R^2} b\mathrm{d}b \tag{B.26}$$

L'approximation des petites déviations n'est plus valide pour $b < b_{min} \equiv Gm/v^2$. Nous intégrons donc la formule précédente entre b_{min} et R ce qui donne :

$$\Delta v_t^2 \simeq 8N \left(\frac{2Gm}{Rv}\right)^2 \ln\left(\frac{R}{b_{min}}\right) \tag{B.27}$$

La vitesse typique d'une étoile pour une masse mN contenue dans un rayon R vaut

$$v^2 \simeq GNm/R \tag{B.28}$$

Ainsi, lorsque l'étoile traverse l'amas, la perturbation vaut,

$$\begin{aligned} \frac{\Delta v_t^2}{v^2} &\simeq 8\frac{\ln(R/b_{min})}{N} \quad (B.29) \\ &\simeq 8\frac{\ln(N)}{N} \quad (B.30) \end{aligned}$$

Le temps de relaxation est le temps au bout duquel $\Delta v_t^2/v^2 \sim 1$. Cela est réalisé au bout de $N/(8\ln(N))$ traversées de l'amas. Le temps caractéristique de traversée de l'amas valant $t_{trav} = R/v$, on obtient le temps de relaxation

$$\begin{aligned} t_{relax} &= t_{trav} \times \frac{N}{8\ln(N)} \quad (B.31) \\ &= \frac{R^{3/2}}{GM(R)} \times \frac{N(R)}{8\ln[N(R)]} \quad (B.32) \end{aligned}$$

B.4.2 Temps d'évaporation

Les étoiles ayant des vitesses supérieures à la vitesse d'échappement $v_e = \sqrt{2\phi}$ ne sont plus liées à l'amas (ϕ est le potentiel graviationnel de l'amas). Cette vitesse est définie par l'équation suivante

$$v_e^2/2 = -\phi \quad (B.33)$$

La valeur quadratique moyenne de v_e sur l'ensemble de l'amas vaut :

$$\begin{aligned} \left\langle v_e^2 \right\rangle &= \frac{\int \rho(x) v_e^2 \mathrm{d}^3x}{\int \rho(x)\mathrm{d}^3x} \quad (B.34) \\ &= -2\frac{\int \rho(x)\phi(x)\mathrm{d}^3x}{\int \rho(x)\mathrm{d}^3x} \quad (B.35) \end{aligned}$$

Le terme du haut est le double de l'énergie potentiel totale de l'amas (W) et celui du bas est sa masse (M). En utilisant le théorème du viriel $W = -2K$, où $K = M\left\langle v^2 \right\rangle/2$ est l'énergie cinétique totale de l'amas. On en déduit que

$$\left\langle v_e^2 \right\rangle = 4\left\langle v^2 \right\rangle \quad (B.36)$$

Lorsque les étoiles sont relaxées, leur fonction de distribution est une maxwellienne de la forme

$$f(E) \propto \exp\left[-v^2/(2\sigma^2)\right] \quad (B.37)$$

On obtient la vitesse quadratique moyenne,

$$\left\langle v^2 \right\rangle = 3\,\sigma^2 \quad (B.38)$$

et

$$\left\langle v_e^2 \right\rangle = 12\,\sigma^2 \quad (B.39)$$

La fraction γ d'étoiles de vitesse $v > v_e$ vaut 0.00738316 pour une distribution maxwellienne des vitesses.

L'amas perd ainsi une fraction γ de sa masse à chaque temps de relaxation, nous obtenons ainsi le temps d'évaporation de l'amas,

$$t_{evap} = \gamma \times t_{relax} \simeq 0.0074 \times t_{relax} \quad (B.40)$$

Bibliographie

Signification des sigles

A&A	Astronomy and Astrophysics
AJ	Astronomical Journal
ApJ	Astrophysical Journal
ApJL	Astrophysical Journal Letters
ApJS	Astrophysical Journal Supplement Series
Astropart. Phys.	Astroparticle Physics
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
Nat	Nature
NIM	Nuclear Instruments and Methods
Phys. Rep.	Physics Reports
PhRvL	Physical Review Letters

[1] *Compton Gamma Ray Observatory*, http ://cossc.gsfc.nasa.gov/

[2] R.C. Hartman et al., ApJS 123 (1999), 79

[3] A. Morselli, Séminaire *From the smallest to the largest Distances*, Moscou 2001

[4] M. de Naurois, *L'Expérience CELESTE : Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie γ. Premières observations de la nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI (2000).

[5] M. de Naurois et al., ApJ. 566 (2002) 343

[6] T.C. Weekes et al., ApJ. 342 (1989) 379-395

[7] S. Le Bohec et al., NIM A416 (1998) 425

[8] P. Armstrong et al., Experimental Astronomy 9 (1999), 51

[9] A. Daum et al., Astropart. Phys. 8 (1997) 1 ; A. Konopelko et al., Astropart. Phys. 10 (1999) 275

[10] M. Mori, conférence *International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy* (2000), Heidelberg, Allemagne

[11] E. Lorentz, conférence *The Universe viewed in Gamma Rays* (2002), Tokyo, Japon (Kashiwa, Tokyo, Japan, September 2002).

[12] T.C.Weekes, Astropart. Phys. 17 (2002), 221

[13] F.A. Aharonian et A.M. Atoyan, *International Conference on Neutron Stars and Pulsars* (1998), Tokyo, Japon

[14] F.A. Aharonian et al., A & A, 370 (2001), 112

[15] H. Krawczynski, P.S. Coppi, F.A. Aharonian, MNRAS 336 (2002), 721

[16] Messel and Crawford, *Electron-photon shower distribution function tables for lead, copper and air absorbers* Pergamon Press 1970

[17] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford Press, Londres (1950)

[18] B. Rossi, *High-Energy Particles* , Prentice-Hall Physics Series (1952)

[19] M.P. Kertzman and G.H. Sembroski, *Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes*, NIM **A 343**, 629 (1994)

[20] B. Giebels et al., NIM A412 (1998) 329-341

[21] D. Pomarède, *Recherche d'antimatière dans les rayons cosmiques de* 10^{12} *eV par la méthode ARTEMIS et interprétation du spectre des rayons cosmiques*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI (1999).

[22] J. Guy & P. Vincent, *Improvements in KASKADE air shower generator*, note HESS

[23] J. Guy, *Diffusion multiple dans KASKADE*, note CELESTE

[24] V.L. Highland, NIM 129 (1975) 497-499

[25] G.R. Lynch and O.I. Dahl, NIM B58 (1991) 6-10

[26] W.R. Nelson et al., The EGS4 code system, SLAC-265 (1985)

[27] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, Report **FZKA 6019** (1998), Forschungszentrum Karlsruhe ;

[28] M. Hillas, 19th ICRC, 3, 445 (1985)

[29] A. Konopelko, A. Plyasheshnikov, Nucl. Inst. Meth. in Phys. Research, A 450, 419 (2000)

[30] M. Hillas, Nucl. Phys. 8 (1982) 1461-1473

[31] J.A. Simpson, Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. 33,323 (1983)

[32] T. Sanuki et al., astro-ph/00002481

[33] R. Bellotti et al., Phys. Rev. D60 (1999) 052002

[34] M. Circella et al., Proc. of the 26th ICRC, Salt Lake City, 1999, SH.3.6.18

[35] M. Boezio et al., Ap.J. 518 (1999) 457

[36] M.J. Ryan et al., Phys. Rev. Lett., 28 (1972) 985, erratum 28 (1972) 1497

[37] W. Menn et al., Ap.J 533 (2000) 281.

[38] J. Alcaraz et al., Physics Letters B 490 (2000) 27

[39] M. Circella et al., Adv. Space Res 27 (2001) 755

[40] K. Asakimori et al., AP.J. 502 (1998) 278

[41] K-H. Kampert et al., Proc. Int. Cosmic Ray Conf., Hambourg, Allemagne (2001)

[42] B. Wiebel-Sooth et al, A&A 330, 389 (1998)

[43] T.K. Gaisser et al., Proc. Int. Cosmic Ray Conf., Hambourg, Allemagne (2001)

[44] J. Guy et al., Astropart. Phys. 17 (2002) 409

[45] H. Fesefeldt, Report **PITHA-85/02** (1985), RWTH Aachen

[46] S.A. Bass et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.* **41** (1998) 225 ; M. Bleicher et al., *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **25** (1999) 1859

[47] J. Ranft, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 64 ; preprint hep-ph/9911213 and hep-ph/9911232 (1999)

[48] J. N. Capdevielle, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **15** (1989) 909

[49] H.J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, and K. Werner, Phys.Rept. 350 (2001) 93-289 http ://www-subatech.in2p3.fr/˜theo/nexus

[50] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 17

[51] R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 5710 ; J. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 5013

[52] K. Werner, *Phys. Rep.* **232** (1993) 87

[53] radiosonde database http ://raob.fsl.noaa.gov

[54] NGDC http ://www.ngdc.noaa.gov

[55] The Particle Data Group, Cosmic rays (2000)

[56] W. Menn et al., Proc. Int. Cosmic Ray Conf., Durban (1997) vol.3 p.409

[57] J. Wentz, Proc. XXVI Int. Cosmic Ray Conf., Salt Lake City (1999)

[58] K. Bernlöhr, astro-ph/9908093

[59] http ://raob.fsl.noaa.gov

[60] F.X. Kneizys et al., *The MODTRAN 2/3 report and LOWTRAN 7 model*, Phillips Laboratory, Hanscom AFB, MA 01731, U.S.A. (1996)

[61] A. Barrau et al., NIM A416 (1998) 278

[62] D. Horns, note HESS, novembre 2002

[63] D.A. Lewis, Experimental Astronomy (1990) 213

[64] R. Cornils and I. Jung, Proc. Int. Cosmic Ray Conf., Hambourg, Allemagne (2001)

[65] G. Rowell et al., cérémonie d'ouverture de HESS, septembre 2002

[66] O. Bolz, note HESS, avril 2002

[67] S. Gillessen, note HESS, janvier 2002

[68] A. Koch, A. Kohnle, note HESS, mars 2001

[69] A. Kohnle et al., note HESS, août 1999

[70] J.P. Tavernet, note HESS, mars 2002

[71] J. Guy, note HESS, décembre 2001

[72] J. Guy, note HESS, juillet 2002

[73] F. Toussenel et P. Vincent, note HESS, juin 2000

[74] P. Amram et al., Astropart. Phys. 13, (2000) 127-136

[75] V. Chitnis, J. Guy, note HESS, janvier 2003

[76] R. Brun et al., http ://root.cern.ch/root/

[77] K. Bernlöhr, note HESS, 2002

[78] A. Kohnle, note HESS, juillet 2000

[79] L. Iacoucci, *Etude du spectre gamma de la nébuleuse du Crabe au-dessus de 300 GeV avec le télescope à effet Tcherenkov atmosphérique CAT*, Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique (1998)

[80] N. Leroy, note HESS, juillet 2002

[81] V. Chitnis, J. Guy, note HESS, 2002

[82] L. Iacoucci, B. Degrange, *Mesure du bruit de fond de ciel dans CAT*, note CAT, 1997.

[83] F. Piron, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI (2000)

[84] B. Khélifi, Thèse de Doctorat de l'Université de Caen (2002)

[85] F.A. Aharonian et al., ApJ 539 (2000), 317

[86] A.M. Hillas et al., ApJ 503 (1998), 744

[87] G. Hinshaw et al., soumis à ApJ, 2003

[88] D.N. Spergel et al., soumis à ApJ, 2003

[89] T.J. Pearson et al., astro-ph/0205388

[90] M.C. Runyan, American Astronomical Society Meeting 201 (2002)

[91] W.L. Freedman et al., ApJ 553, 2001, 47-72

[92] M.L. Brown et al., 2002, astro-ph/02010213

[93] J.A. Willick, M.A. Strauss, ApJ 507, 1998, 64

[94] N.A. Bahcall et al., astro-ph/0205490

[95] M. Colless et al., MNRAS 328 (2001), 1039

[96] R.A.C. Croft et al., ApJ 581 (2002), 20

[97] J.A. Peacock et al., Nat 410 (2001) 169-173

[98] M.S. Turner, A.G. Riess, ApJ 569 (2002), 18

[99] B. Moore et al., MNRAS 310 (1999), 1147

[100] J.F. Navarro, C.S. Frenk, S.D.M. White, ApJ 490 (1997), 493

[101] C. Power et al., MNRAS 338 (2003),14

[102] R. Flores, J.R. Primack, Apj 427, L1 (1994)

[103] S. Gelato, J. Sommer-Larson, (1999) MNRAS, 303, 321

[104] J.F. Navarro, astro-ph/9807084

[105] M. Jobin, C. Carignan, AJ 100 (1990), 648

[106] C. Carignan, ApJ 299 (1985), 59

[107] F.C. van den Bosch et al., astro-ph/9911372

[108] R. Flores et al., ApJ 412 (1993), 443

[109] F.C. van den Bosch, astro-ph/9909298

[110] A. Borriello, P. Sallucci, MNRAS 323 (2001), 285

[111] R. Jimenez et al., MNRAS 339 (2003), 243

[112] B. Moore et al., ApJ 524, L19 (1999)

[113] A. Helmi et al., MNRAS 339 (2003), 834

[114] J.S. Bullock et al., Apj 539, 517 (2000)

[115] J.S. Bullock et al., astro-ph/0007295

[116] G. Toth and J.P. Ostriker, ApJ 389, 5 (1992)

[117] H. Velazquez and S.D.M. White, MNRAS 304, 254 (1999)

[118] J. Ellis et al., Nucl. Phys. B238 (1984) 453

[119] T. Falk, K.A. Olive, M. Srednicki, Phs. Lett. B339 (1994) 248

[120] G. Bélanger et al., MicrOMEGAs, http ://wwwlapp.in2p3.fr/lapth/micromegas

[121] P. Gondolo et al., DarkSusy, http ://www.physto.se/ edsjo/darksusy

[122] H. Baer et al., ISAJET, http ://www.phy.bnl.gov/ isajet

[123] J. Ellis, T. Falk, A. Olive, Y. Santoso, Nucl. Phys. B 652 (2003) 259

[124] T. Hurth, hep-ph/0106050

[125] H. Baer, M. Brhlik, D. Castano et X. Tata, Phys.Rev. D58 (1998), 015007, hep-ph/9712305

[126] S. Narison, hep-ph/0303004

[127] M. Davier et al., Eur.Phys.J. C27 (2003), 497, hep-ph/0208177

[128] J. Ellis, A. Olive, Y. Santoso, V.C. Spanos, hep-ph/0303043

[129] V. Bertin, E. Nezri, J. Orloff, hep-ph/0204135

[130] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74

[131] J.L. Feng, K.T. Matchev et T. Moroi, Phys. Lett. B482 (2000), 388

[132] H. Baer et C. Baláz, hep-ph/0303114

[133] H. Baer, J. Ferrandis et X. Tata, Phys. Lett. B561 (2003), 145, hep-ph/0211418

[134] E.A. Baltz et al., Phys.Rev. D61 (2000) 023514

[135] A. Falvard et al., astro-ph/0210184

[136] C. Tyler, Phys.Rev. D66 (2002) 023509

[137] A. Tasitsiomi, A.V. Olinto, Phys.Rev. D66 (2002) 083006

[138] J.J. Binney, N.W. Evans, MNRAS 327 (2001), L27

[139] K. Kuijken, G. Gilmore, ApJ 367 (1991), L9

[140] H. Jahreiss, R. Wielen, ESA SP-402 : Hipparcos Venice 97, 402, 675

[141] R.P. Olling, M.R. Merrifield, MNRAS (2001)

[142] W. Dehnen, J. Binney, MNRAS 294 (1998), 429

[143] J.J. Binney et al., MNRAS 252 (1991), 210

[144] J.J. Binney et al., A & A 537 (2000), L99

[145] P. Popowski et al., dans *Microlensing 2000 : A New Era of Microlensing Astrophysics*, édition J.W. Menzies, P.D. Sackett.

[146] C. Afonso et al., astro-ph/0303100

[147] J.E. Talyor, J. Silk, MNRAS 339 (2003), 505

[148] V.R. Eke et al., ApJ 554 (2001), 114

[149] E. Hayashi et al.,astro-ph/0203004

[150] L. Bergström, P. Ullio, J. Buckley, Astropart.Phys. 9 (1998) 137-162

[151] D.D. Dixon et al, New Astronomy 3 (1998), 539

[152] A.M. Gerz et al., ApJ 509 (1998), 678

[153] J. Binney et S. Tremaine, *Galactic Dynamics* (Princeton University Press, Princeton, 1987)

[154] P. Gondolo et J.Silk, PhRvL 83 (1999), 1719

[155] P. Ullio, H. Zhao et M. Kamionkowski, Phys. Rev. D 64 (2001), 043504

[156] T. Nakano et J. Makino, ApJ 525 (1999) L77

[157] P.J.E. Peebles, R.H. Dicke, ApJ 154 (1968), 891

[158] E.I. Rosenblatt et al., ApJ 330 (1988), 191

[159] R. Zinn, ApJ 293 (1985), 424

[160] M.J. West, MNRAS 265 (1993), 755

[161] S.E. Zepf, K.M. Ashman, MNRAS 264, 611 (1993)

[162] S.E. Zepf, IAU Symposium Series Vol. 207 (2001), astro-ph/0107297

[163] R. Cen, ApJ 560, 592 (2001)

[164] D.C. Heggie, P. Hut, IAU Symp. 174 (1996)

[165] R. Taillet et al., ApJ 461 (1996), 104

[166] B. Moore, ApJ 461 (1996), L13

[167] C.J. Grillmair et al., AP 109 (1995), 2553

[168] W.E. Harris, http ://physun.physics.mcmaster.ca/h̃arris

[169] S. R. Majeski et al., astro-ph/9910278

[170] D. Merritt et al., AJ 114, 1074 (1997)

[171] G. Carraro, C. Lia, astro-ph/0003371

[172] G. Meylan, A&A 184 (1987), 144

[173] F. van Leeuwen, A&A 360 (2000) 472

[174] F. van Leeuwen, *Omega Centauri, A Unique Window into Astrophysics*, ASP Conference Proceedings 265. (2002)

[175] M. Mayor et al., AJ 114 (1997) 1087

[176] G. De Marchi, AJ 117 (1999) 303

[177] M. Giersz, D.C. Heggie, MNRAS 339 (2003), 486

[178] L. Spitzer, ApJL 158 (1969), L139

[179] C. Lagoute, P.-Y. Longaretti, A&A 308 (1996), 453

[180] C. Lagoute, P.-Y. Longaretti, A&A 308 (1996), 441

[181] L. Bergstrom, P. Ullio, J. Buckley, Astropart.Phys. 9 (1998) 137-162

[182] I. King, Astronomical Journal 67 (1962), 471

Table des figures

Liste des tableaux

Remerciements

Je remercie tout d'abord Jean-Eudes Augustin, directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies, pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire pour trois années de thèse passionnantes.

Un grand merci à Pascal Vincent pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse et pour m'avoir lancé sur les thématiques qui font le corps de ce manuscrit. Ses conseils pendant les moments de doute m'ont été très utiles, ainsi que sa rigueur scientifique quand elle faisait défaut dans mon travail.

Merci à Michel Baubillier pour avoir accepté de présider mon jury de thèse, ainsi qu'à Pierre Salati et Gérard Fontaine, mes rapporteurs pour leurs commentaires et suggestions.

Je remercie l'ensemble des membres du groupe HESS du LPNHE à savoir les physiciens Jean-Paul Tavernet, Mathieu de Naurois, Monique Rivoal, Loïc Rolland et David Berge. L'interaction permanente que nous avons eu pendant ces trois années me manquera sincèrement. Nous avons traversé ensemble des périodes difficiles (construction de la caméra, rédaction de la thèse :-( ). Je garderai le souvenir d'un enthousiasme indestructible et d'un esprit de groupe soudé.

A ces remerciements je souhaite associer le groupe informatique et électronique sans qui rien n'aurait été possible : Jean-Pierre Denance, François Toussenel, Pacman Tyranik, Jean-François Huppert et Michèle Ba Trung. Ils ont su répondre à mes nombreuses interrogations sur le fonctionnement de l'électronique de la caméra et ont largement contribué à la modélisation de l'instrument présenté dans ce manuscrit.

Nicolas Leroy et Santiago Pita m'ont aussi aidé à la rédaction de cette thèse en ce qui concerne l'étalonnage des données et leur analyse.

Je remercie Werner Hofmann d'avoir participé à mon jury de thèse et l'ensemble de la collaboration HESS pour l'effort fourni par tous pour construire ce magnifique instrument et pour m'avoir permis de participer à cette aventure.

Je remercie Toni Hanke, Eben Tchingete et Maveipi Kandjii ("petit kudu") pour leur accueil chaleureux sur le site et leur disponibilité.

Merci à Pierre Salati (encore) et Richard Taillet pour la richesse de leurs conseils et leur participation au travail sur Omega du Centaure, ainsi qu'aux membres du groupe Matière noire Supersymétrique du groupe de recherche PCHE grâce auquels j'ai pu étudier le potentiel de détection de HESS.

Merci à Bernard Degrange sans qui je n'aurais tout simplement pas fait de physique.

Merci à mes parents pour m'avoir soutenu dans cette voie.

Et puis Sabine, évidemment ...

RÉSUMÉ

Le réseau d'imageurs Cherenkov atmosphériques HESS ("*High Energy Stereoscopic System*") est présenté. La simulation des gerbes atmosphériques et de l'instrument est détaillée et comparée aux données obtenues pendant les six premiers mois de fonctionnement. Après la présentation des méthodes d'étalonnage et d'extraction du signal gamma, ces techniques sont appliquées aux données prises sur la nébuleuse du Crabe. On obtient un signal significatif permettant d'estimer un flux différentiel à 1 TeV en accord avec les résultats obtenus par d'autres expériences dans le même domaine en énergie :

$$\left.\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_{TeV}}\right|_{E=1\,\mathrm{TeV}} = (4.16 \pm 0.27_{\mathrm{stat}} \pm 1.17_{\mathrm{sys}}) \times 10^{-11}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{TeV}^{-1}$$

Ces résultats sont exploités pour estimer le potentiel de détection de HESS au signal gamma d'annihilation de neutralinos en provenance du centre galactique et de l'amas globulaire Omega du Centaure. Dans cette étude, une modélisation des halos de matière noire est confrontée aux observations astrophysiques.

ABSTRACT

The array of imaging atmospheric Cherenkov telescopes HESS ("*High Energy Stereoscopic System*") is described. The simulation of atmospheric showers and of the detector is presented in detail and compared to the data obtained during the first six months of operation. The calibration and signal extraction methods are presented and applied to the data taken on the Crab nebula. A significant signal is obtained, and the measured differential flux at 1 TeV is in agreement with the results from other experiments in the same energy range :

$$\left.\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E_{TeV}}\right|_{E=1\,\mathrm{TeV}} = (4.16 \pm 0.27_{\mathrm{stat}} \pm 1.17_{\mathrm{sys}}) \times 10^{-11}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{TeV}^{-1}$$

This analysis permits to estimate the potential of HESS for the detection of a gamma ray signal from neutralino annihilation in the galactic centre and in the globular cluster Omega Centauri. In this study, models of dark matter haloes are constrained with astrophysical observations.