



HAL
open science

Modèle effectif de matière noire fermionique - Recherche de matière noire supersymétrique avec le télescope gamma CELESTE

Julien Lavallo

► **To cite this version:**

Julien Lavallo. Modèle effectif de matière noire fermionique - Recherche de matière noire supersymétrique avec le télescope gamma CELESTE. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2004. Français. NNT: . tel-00142472

HAL Id: tel-00142472

<https://theses.hal.science/tel-00142472>

Submitted on 19 Apr 2007

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

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

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
École Doctorale des Sciences Fondamentales

THÈSE

présentée pour l'obtention du grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE DES PARTICULES

par

Julien LAVALLE

MODÈLE EFFECTIF DE MATIÈRE NOIRE FERMIONIQUE
—
DÉTECTION INDIRECTE DE MATIÈRE NOIRE SUPERSYMMÉTRIQUE
EN ASTRONOMIE γ AVEC LE TÉLESCOPE CELESTE

Soutenue publiquement le 8 octobre 2004 devant la commission d'examen :

Mmes et MM.

Roberto Battiston	Examineur
Bernard Degrange	Examineur
Agnieszka Jacholkowska	Directrice de thèse
Gilbert Moulta	Co-directeur de thèse
Jean Orloff	Président
Pierre Salati	Rapporteur
Charling Tao	Rapporteur



UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
École Doctorale des Sciences Fondamentales

THÈSE

présentée pour l'obtention du grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE DES PARTICULES

par

Julien LAVALLE

MODÈLE EFFECTIF DE MATIÈRE NOIRE FERMIONIQUE
—
DÉTECTION INDIRECTE DE MATIÈRE NOIRE SUPERSYMMÉTRIQUE
EN ASTRONOMIE γ AVEC LE TÉLESCOPE CELESTE

Soutenue publiquement le 8 octobre 2004 devant la commission d'examen :

Mmes et MM.

Roberto Battiston	Examineur
Bernard Degrange	Examineur
Agnieszka Jacholkowska	Directrice de thèse
Gilbert Moulta	Co-directeur de thèse
Jean Orloff	Président
Pierre Salati	Rapporteur
Charling Tao	Rapporteur



Table des matières

1. Introduction : la Matière Noire	2
1.1 Échelle locale : les galaxies	2
1.2 Échelle des amas de galaxies	4
1.3 Échelle cosmologique	5
1.4 Quelle matière noire?	6
1.4.1 Matière noire chaude ou froide	6
1.4.2 Matière noire baryonique et/ou non-baryonique	8
1.5 Motivations de cette thèse	10
I Matière Noire : cadre cosmologique et phénoménologie	13
2. Le cadre cosmologique	15
2.1 Modèle de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	15
2.1.1 Les équations d'Einstein	15
2.1.2 Le principe cosmologique : isotropie et homogénéité de l'univers	16
2.1.3 Métrique de Robertson-Walker	17
2.1.4 Équations de Friedmann-Lemaître	17
2.1.5 Évolution du facteur d'échelle, régimes dynamiques	17
2.2 Histoire thermique de l'univers	18
2.2.1 Distributions et densités	19
2.2.2 Découplage	21
2.3 Contenu de l'univers	22
2.3.1 Paramètres cosmologiques	22
2.3.2 Fond diffus cosmologique	24
2.3.3 Géométrie de l'univers	25
2.3.4 Rayonnement	25
2.3.5 Matière	25
2.3.6 Constante cosmologique ou énergie noire	27
3. Matière noire supersymétrique	31
3.1 Les limites du modèle standard	31
3.2 Extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM)	34
3.2.1 Introduction à la supersymétrie	34
3.2.2 Lagrangien du MSSM	35
3.2.3 Brisure de la symétrie électrofaible	38
3.2.4 MSSM contraint : supergravité minimale et autres scénarii	40

3.3	Le neutralino : un candidat supersymétrique à la matière noire	42
3.3.1	Matrice de masse et contenu en champs	42
3.3.2	Principaux canaux d'annihilation	43
3.3.3	Contraintes issues des expériences de haute énergie	45
3.3.4	Densité relique de neutralinos	45
3.4	Recherches expérimentales de matière noire supersymétrique	48
3.4.1	Détection directe	48
3.4.2	Détection indirecte	49
3.5	Conclusion	54
4.	Détection indirecte de matière noire en astronomie gamma	55
4.1	Modélisation des halos de galaxies	55
4.1.1	Principes	56
4.1.2	Simulations N-corps et prédictions de profils de densité	57
4.2	La galaxie spirale d'Andromède	58
4.3	La galaxie naine Draco	59
4.3.1	Modèles à une composante	61
4.3.2	Modèles à deux composantes	62
4.3.3	Draco : une source d'intérêt pour l'étude de matières noires	64
4.4	Monte-Carlo supersymétrique et prédiction de flux gamma	65
4.4.1	Description des outils numériques	66
4.4.2	Espace des paramètres et contraintes expérimentales	66
4.4.3	Prédictions pour M31 et Draco	67
4.5	Discussion	70
4.5.1	Grumeaux de matière noire, et autres effets astrophysiques	72
4.5.2	Autres effets cosmologiques	73
4.6	Conclusion	75
5.	Modélisation effective de particules massives interagissant faiblement	77
5.1	Un lagrangien effectif pour la matière noire	78
5.1.1	Introduction	78
5.1.2	Principes	79
5.1.3	Modèle effectif de matière noire	80
5.2	Section efficace d'annihilation	81
5.2.1	Bilan des interactions, vertex et propagateurs	82
5.2.2	Amplitude totale et matrice S	83
5.2.3	Section efficace totale d'annihilation	85
5.3	Densité relique et flux de rayons gamma cosmiques	85
5.3.1	Densité relique	86
5.3.2	Flux de gamma issus des halos de galaxies	94
5.4	Contraintes sur les couplages effectifs	99
5.4.1	Élaboration d'un outil de simulation et espace des paramètres effectifs	99
5.4.2	Résultats	99
5.4.3	Limitations intrinsèques du modèle	101
5.5	Conclusions et perspectives	102

II CELESTE : De l'analyse spectrale à la recherche indirecte de matière noire 104

6. L'astronomie gamma	106
6.1 Sources et caractéristiques du rayonnement gamma	106
6.1.1 Processus physiques de création de gamma	107
6.1.2 Flux et spectres	108
6.2 Techniques d'observation	108
6.2.1 Les techniques spatiales	109
6.2.2 Les techniques au sol	111
6.2.3 Les imageurs	114
6.2.4 Les échantillonneurs	117
7. L'expérience CELESTE	119
7.1 Optique	120
7.1.1 Héliostats	120
7.1.2 Optique secondaire	120
7.1.3 Sélection en champ de vue	120
7.1.4 Photomultiplicateurs	121
7.2 Électronique	121
7.2.1 Déclenchement	121
7.2.2 Lecture des événements	122
7.3 Calibrations du détecteur	122
7.3.1 Alignement des héliostats	123
7.3.2 Calibration temporelle	124
7.3.3 Calibration des photomultiplicateurs	126
7.3.4 Uniformisation des réponses individuelles	127
7.4 Stratégies de pointés	127
7.4.1 Avant 2002 : 40 héliostats	127
7.4.2 Après 2002 : 53 héliostats	128
7.5 Prise de données	129
8. Méthodes d'analyse des données	133
8.1 Principe d'extraction du signal par On-Off	133
8.1.1 Significativité	133
8.1.2 Temps morts	134
8.2 Analyse à 40 héliostats : phase I	136
8.2.1 Égalisation du bruit	136
8.2.2 Redéclenchement logiciel et sélection en majorité	136
8.2.3 Recherche de pics	136
8.2.4 Homogénéité de la tache Čerenkov au sol	137
8.2.5 Reconstruction de la direction de la gerbe	137
8.3 Résultats de la phase I	137
8.4 Analyse à 53 héliostats : phase II	137
8.4.1 Égalisation du bruit	138
8.4.2 Redéclenchement logiciel et majorité	138
8.4.3 Recherche de pics dans les voies individuelles : "fenêtres glissantes"	139

8.4.4	Sommation des pics individuels : une nouvelle variable discriminante	140
8.5	Résultats phase II	143
9.	De l'estimation de l'énergie à l'analyse spectrale	144
9.1	Charge collectée comme estimateur de l'énergie	144
9.2	Énergie moyenne et indice spectral	147
9.2.1	Maximum de vraisemblance pour l'estimation de l'énergie moyenne vraie	147
9.2.2	Reconstruction de l'indice spectral différentiel	149
9.3	Reconstruction différentielle du spectre	153
9.3.1	Méthode	153
9.3.2	Contrôle des effets systématiques	156
9.4	Énergie : extension à 53 héliostats	159
10.	Analyse des donnés M31 : limite supérieure en flux et supersymétrie	161
10.1	Sélection des données	161
10.1.1	Étude des courants d'anode	163
10.1.2	Étude du taux de comptage	164
10.1.3	Sélection finale des données M31	165
10.2	Bruit de fond de ciel et temps morts : le cas M31	167
10.2.1	Luminosité et taux de bruit	168
10.2.2	V486 : temps mort et conséquences	168
10.3	Analyse et résultats	170
10.3.1	Spectre attendu	171
10.3.2	Simulations	172
10.3.3	Résultat de l'analyse des données M31	175
10.4	Acceptance de CELESTE pour M31	181
10.5	Erreurs systématiques	184
10.6	Première limite supérieure en flux à 50 GeV pour M31	184
10.6.1	Limite pour des sources classiques	184
10.6.2	Limite supérieure pour des gamma issus d'annihilations de neutralinos	186
10.7	Conclusion	187
11.	Conclusion	190
	Annexe A : section efficace d'annihilation	194
	Annexe B : développement en vitesse de la section efficace moyenne	198
	Liste des tableaux	201
	Table des figures	203
	Bibliographie	212
	Remerciements	219

Chapitre 1.

Introduction : la Matière Noire

Le concept de matière noire, au sens de matière non-lumineuse, est relativement ancien, et prend son origine dans l'observation d'anomalies dans le mouvement de certains objets astrophysiques. Au milieu du $XIX^{ième}$ siècle, déjà, Bessel (1844) attribuait les perturbations de Sirius à la présence d'un objet voisin, massif et invisible, conclusions que tiraient aussi Le Verrier et Adams (1846) à propos d'incohérences dans la trajectoire d'Uranus. Il s'agissait pour le premier de la découverte d'une naine blanche, et pour les seconds de la découverte de Neptune. C'était là les premières observations indirectes d'objets par effet purement gravitationnel. Par la suite, Zwicky [1] montra dans les années 30 que les galaxies ne constituaient en masse que 10% du grand amas de Coma. Il tirait cette conclusion de l'étude de la distribution de vitesse des galaxies dans l'amas. Depuis lors, les observations ont montré qu'une composante massive et invisible devait inéluctablement exister, et ce à des échelles différentes.

Pour résumer, il semble qu'une grande partie de la masse de l'univers demeure cachée. Ce constat repose essentiellement sur un paradoxe dans l'évaluation des masses de divers objets astrophysiques : la masse d'une galaxie estimée de façon dynamique est quasi-systématiquement plus grande que celle évaluée à partir de ses composants lumineux (étoiles et gaz). C'est le fait que cet écart soit important ($M_{dyn}/M_{visible} \geq 10$) qui pose un réel problème conceptuel.

Ce que l'on nomme couramment le *problème de la matière noire* tient en plusieurs questions, par exemple : quelle est la nature de cette composante invisible qui modifie la dynamique gravitationnelle ; est-elle unique ; les différentes échelles sont-elles affectées de la même façon ? Nous verrons dans ce chapitre comment la matière noire se manifeste aux différentes échelles de l'univers, et quelle nature la physique moderne se propose de lui conférer.

1.1 Échelle locale : les galaxies

La Voie Lactée est une galaxie spirale qui a la forme d'un disque muni d'un bulbe central. Ce disque, maintenu en équilibre gravitationnel grâce à sa propre rotation, a un rayon d'environ 10 kpc et est constitué d'étoiles et de gaz. La mesure des vitesses de rotation $v(r)$ des étoiles et des nuages d'hydrogène, par analyse Doppler (spectroscopie optique et raie à 21 cm du gaz d'hydrogène), permet de calculer la masse $M(r)$ contenue dans un rayon r . Si l'on compare cette masse à la masse des constituants lumineux (étoiles

ou gaz), on remarque une incohérence. En effet la masse lumineuse est proportionnelle à la luminosité, qui quant à elle décroît exponentiellement ¹ selon $L(r) \propto e^{-r/r_0}$ (où $r_0 \simeq 4$ kpc). Par conséquent, la masse ainsi que la vitesse devraient augmenter jusqu’au rayon caractéristique r_0 , puis diminuer rapidement au-delà. En particulier, on attend en accord avec les lois de Kepler que la vitesse chute en $r^{-1/2}$. Or, les observations, qui permettent des mesures jusqu’à environ 20 kpc, révèlent que les vitesses de rotation augmentent bien jusqu’à r_0 , mais qu’elles se stabilisent au-delà, de telle manière que $M(r)$ devient proportionnelle à r aux grands rayons. Aussi, si les courbes de rotation sont souvent bien reproduites par une composante unique de matière lumineuse au centre de la Voie Lactée, cette dernière est insuffisante pour caractériser la masse mesurée aux grands rayons ; c’est là la preuve de l’existence d’une matière sombre. L’ajout d’une distribution sphérique de matière noire permet de bien reproduire les mesures. Des observations identiques ont été faites pour de nombreuses galaxies spirales et tendent à mettre en évidence la présence systématique d’un halo de matière noire, comme illustré sur la figure 1.1.

Une façon commune d’estimer la quantité de matière noire dans une galaxie est le rapport masse sur luminosité M/L , exprimé en général en unités solaires (M_\odot/L_\odot). Si la masse réelle suivait la masse lumineuse, on aurait $M/L \sim 1 - 5$, ce qui signifie que la masse est essentiellement contenue dans les objets lumineux. Or, dans la plupart des galaxies spirales observées, on a des valeurs typiques de $M/L \sim 10$ au bord de la zone lumineuse ($r \sim 10$ kpc), jusqu’à 30 à $r \sim 100$ kpc : la matière noire domine aux grands rayons, et le halo est beaucoup plus étendu que la taille visible des galaxies.

La mise en évidence de masse cachée s’avère plus délicate dans les galaxies elliptiques, car ces dernières assurent leur équilibre par les forces de pression et non par la rotation des étoiles et du gaz. Ça n’est donc plus les vitesses de rotation qui permettent de reconstruire le potentiel gravitationnel, mais plutôt les dispersions de vitesse. Leur mesure est délicate car la luminosité des étoiles décroît beaucoup plus vite avec le rayon que pour les spirales, et parce qu’il y a en général peu de gaz. Toutefois, on estime le rapport $M/L \sim 10-25$ dans ces objets.

Rappelons aussi qu’il existe des objets dont le potentiel gravitationnel est largement dominé par la matière noire. Citons d’abord les galaxies à faible luminosité de surface (LSB, pour *Low Surface Brightness*), dont les courbes de rotation témoignent de la présence d’un halo très étendu ² (cf. figure 1.1). D’autres objets où la matière noire est la composante principale sont les galaxies naines sphéroïdales, souvent satellites de galaxies géantes, qui peuvent être assimilées à de très gros amas globulaires, ou à de petites galaxies elliptiques. Elles ont la particularité d’être suffisamment éloignées de leur hôte pour ne pas avoir dissipé leur matière noire par effet de marée gravitationnelle, possèdent peu d’étoiles et de gaz, et sont souvent décrites comme des “championnes de matière noire”. Un exemple caractéristique est la naine sphéroïdale Draco, dont le rapport M/L dépasse 200 en bordure du champ d’étoiles. Nous reviendrons ultérieurement sur l’étude de Draco.

L’existence de matière noire est donc un fait observationnel à l’échelle des galaxies, si l’on accepte la loi de la gravitation standard. Il semble par ailleurs qu’elle englobe les galaxies sous forme de halos sphériques. En effet, une symétrie sphérique apparaît in-

¹Cette loi est empirique, et obtenue par ajustement dans les disques des galaxies spirales.

²Ces galaxies posent toutefois la question de la forme des profils de densité dans les régions centrales : en effet, les courbes de rotation favorisent un rayon de cœur plutôt qu’une loi de puissance en $r^{-\alpha}$ telle que prédite par la plupart des simulations N-corps.

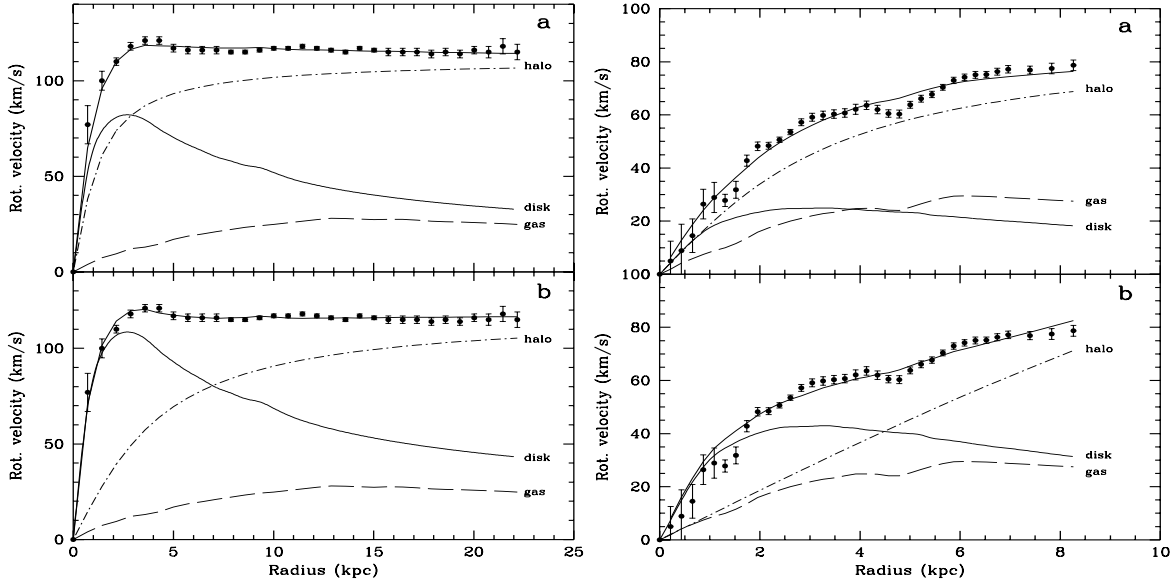


FIG. 1.1 – Courbes de rotation pour la galaxie spirale NGC 6503 à gauche, et pour la galaxie à faible luminosité de surface (LSB) NGC 1560. Deux cas sont illustrés : disque submaximal (a) et disque maximal (b). Dans les deux cas, la contribution d’un halo de matière noire est nécessaire pour ajuster les courbes de rotation. Cette figure est extraite de [2].

dispensable à la stabilité du disque dans les spirales (si la matière noire était contenue majoritairement dans les disques, ces derniers se disloqueraient), et cette sphéricité est compatible avec l’étude de la dynamique d’objets périphériques aux galaxies (amas globulaires, galaxies naines). Les simulations de formation de structures suggèrent aussi une forme sphérique pour les halos.

1.2 Échelle des amas de galaxies

C’est Zwicky qui le premier (1933) remarque la présence d’une grande quantité de matière noire dans l’amas de Coma. Il utilise pour cela le théorème du viriel ($2T + U = 0$ pour des objets en équilibre dynamique), et en prenant l’hypothèse d’un rapport masse sur luminosité identique pour toutes les galaxies, il montre que ce rapport est beaucoup plus grand que pour une galaxie individuelle. Cette estimation, qui permet d’exprimer la densité massique totale de l’amas, suggère l’existence d’une forte composante non-lumineuse dans les amas de galaxies. Les arguments de Zwicky ont depuis lors été repris, et en permettant des mesures beaucoup plus précises des luminosités et des masses des galaxies, les observations les plus récentes confirment des rapports M/L de l’ordre de 100-400 pour les amas de galaxies [3].

Ces résultats se trouvent vérifiés par des méthodes indépendantes. Par exemple, l’observation d’arcs gravitationnels (images de galaxies lointaines déformées par la présence d’un amas en avant-plan) ou d’arçlet (faible distorsion de l’image d’une galaxie due au potentiel gravitationnel de l’amas hôte) permet de reconstruire assez précisément la distribution de masse des amas de galaxies et des super-amas, révélant des objets beaucoup

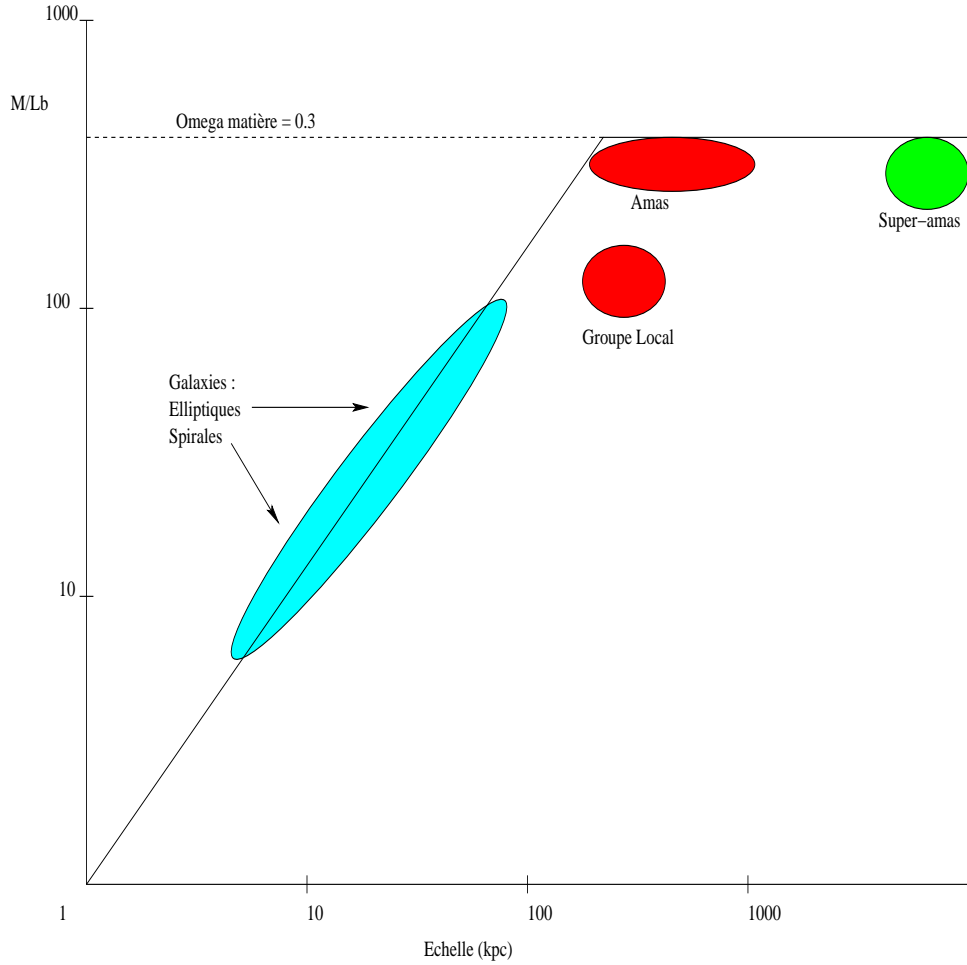


FIG. 1.2 – Évolution du rapport masse sur luminosité en fonction des échelles astrophysiques, combinant plusieurs méthodes expérimentales. On peut remarquer que ce rapport augmente avec la taille des objet, pour saturer autour de $\Omega_m \sim 0.3$ aux échelles cosmologiques (super-amas). Cette figure est inspirée de la figure 18 de [6].

plus massifs que leurs composants visibles. Par ailleurs, l’observation en X du gaz chaud intergalactique permet de reconstruire à la fois la distribution du gaz et le potentiel gravitationnel d’un amas dont elle dépend. En effet, l’intensité de l’émission X est fonction du profil de densité du gaz chaud, et les distributions de masse reconstruites corroborent les résultats obtenus par les méthodes mentionnées plus haut. On trouvera une illustration de l’évolution du rapport M/L avec l’échelle astrophysique ainsi que de la convergence des résultats issus de différentes méthodes expérimentales sur la figure 1.2.

1.3 Échelle cosmologique

Il existe trois observations fondamentales en cosmologie, permettant en particulier de sonder les structures les plus grandes de l’Univers : la mesure du fond diffus micro-onde, la mesure des luminosités des supernovæ de type IA lointaines, et l’observation des amas de galaxies et super-amas. L’estimation du potentiel gravitationnel aux échelles cosmologiques par l’observation d’amas ou super-amas lointains consiste en une extrapolation des

fonctions de corrélation mises en évidence au sein de ces objets [4]. Nous reviendrons au chapitre suivant sur le fond diffus et sur la relation distance-luminosité des supernovæ de type IA. Toutes ces études confirment le fait que le rapport masse sur luminosité augmente avec l'échelle des structures, et que par conséquent, la densité massique de l'univers rapportée à la densité critique ($\Omega = \rho/\rho_c$, où ρ_c est la densité requise pour un univers plat) est comprise entre 0.2 et 1, à comparer avec 0.005 pour la matière visible ; cela implique que la matière noire domine la densité de matière totale de l'univers.

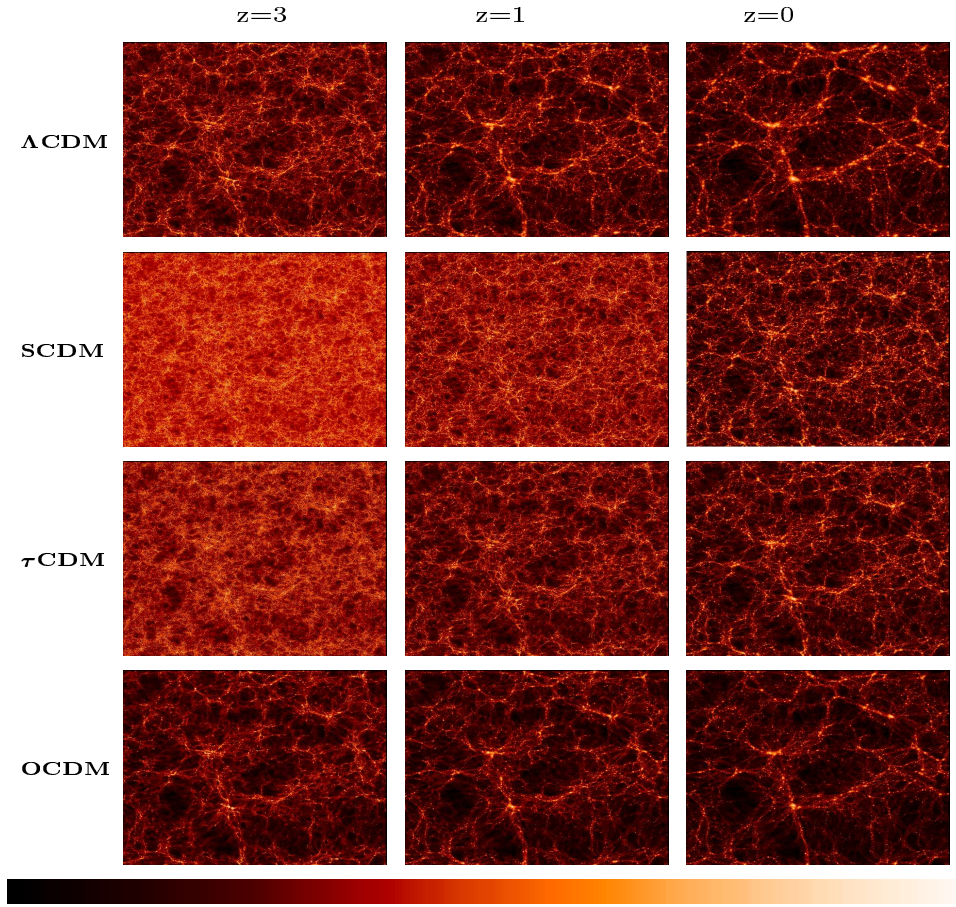
1.4 Quelle matière noire ?

Ainsi les diverses campagnes d'observations menées depuis de longues années tendent à montrer qu'il manque au champ de nos connaissances une composante de matière fondamentale. Il existe néanmoins des alternatives exotiques éludant la question-même de matière supplémentaire qui sont basées sur une redéfinition de la loi de gravitation (Milgrom et Bekenstein, 1985 [5]). En effet, si la constante de gravitation dépendait de l'échelle de manière adéquate, les effets sur les courbes de rotation et sur les champs de vitesse des grandes structures seraient qualitativement comparables à ceux dus à la présence de matière noire. Bien que la constante de gravitation (qui dans ce cas n'est plus constante) soit le seul paramètre libre de la théorie, ces modèles sont peu compatibles avec ceux du Big-Bang chaud et leurs robustes prédictions. Aussi, si l'existence de matière noire semble avérée, on peut se demander à juste titre de quoi elle se compose. Est-elle composée de particules connues (baryons, leptons), où s'agit-il d'un nouveau type de matière ? Les observations conduisent naturellement aux hypothèses suivantes : la matière noire est composée de particules massives qui interagissent faiblement avec la matière ordinaire et avec les photons.

1.4.1 Matière noire chaude ou froide

L'existence d'une grande quantité de matière noire est aussi favorisée par l'idée selon laquelle les grandes structures se sont formées par la croissance d'instabilités gravitationnelles primordiales. Ces instabilités seraient la conséquence, par exemple, des fluctuations quantiques de l'inflaton (consécutives à l'inflation), qui auraient pu engendrer des fluctuations de densité croissant elles-mêmes sous l'effet de la gravité pour former les grandes structures de l'univers. L'existence de telles fluctuations a été mise en évidence par l'analyse du fond diffus de photons à 2.7 K (voir chapitre suivant). Deux scénarii sont alors possibles selon que la matière noire se découple du plasma primordial lorsqu'elle est relativiste ou non-relativiste (la notion de découplage sera elle aussi présentée au chapitre suivant) : on parle alors respectivement de matière noire chaude (HDM, pour *Hot Dark Matter*) et de matière noire froide (CDM, pour *Cold Dark Matter*).

Bien que résultant quasiment du même spectre de fluctuations primordiales, les hypothèses HDM et CDM mènent chacune à un processus de formation des structures différent. En effet, une fluctuation de densité ne peut croître sous la gravité que si elle est suffisamment massive. La masse critique caractérisant une croissance possible est la masse de Jeans M_J , associée à un rayon caractéristique r_J qui dépend de la nature de la matière noire. Pour des particules chaudes, M_J et r_J correspondent typiquement aux



The VIRGO Collaboration 1996

FIG. 1.3 – *Simulations N-corps pour la formation des structures dans différentes cosmologies : SCDM ($\Omega_m = 1$, $h = 0.5$), Λ CDM ($\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $h = 0.7$), OCDM ($\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0$, $h = 0.7$) et τ CDM (id. SCDM, mais désintégration tardive du neutrino τ). Actuellement, le consensus se fait sur les modèles Λ CDM (rappelons toutefois que cela ne constitue aucunement un argument scientifique). Cette figure provient de [7].*

échelles des amas de galaxies : ces particules se déplaçant à la vitesse de la lumière, leur libre parcours moyen est suffisamment grand pour lisser les structures plus petites. Dans ce scénario, on forme donc d’abord les structures à grande échelle (amas), les structures plus petites (galaxies) résultant d’une décorrélation des plus grandes. C’est exactement le contraire pour des particules froides.

Pour l’heure, les simulations N-corps destinées à l’étude de formation de structures favorisent nettement le paradigme CDM, et plus précisément Λ CDM (univers dominé par une matière noire froide et en expansion accélérée due à une constante cosmologique, *cf.* chapitre suivant). Néanmoins, des univers de type WDM ne sont pas exclus (particules de masses intermédiaires). La figure 1.3 donne une illustration d’images d’Univers obtenues au moyen de simulations N-corps destinées à l’étude de la formation des structures. La figure 1.4 met en relief le consensus autour des modèles de type CDM.

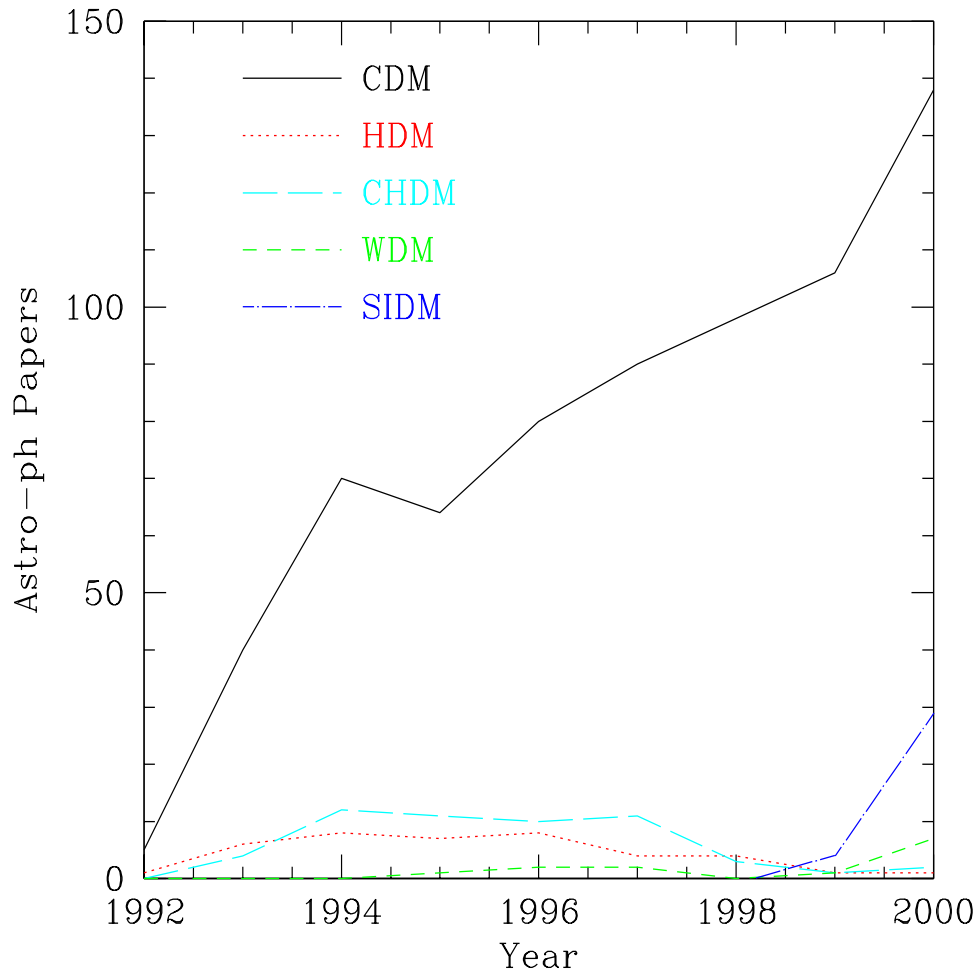


FIG. 1.4 – Évolution du nombre d’articles soumis à la base de données *Astro-ph* pour différents modèles d’univers : fait “observationnel” suggérant les avantages des scénarii CDM sur d’autres cosmologies. Cette figure est extraite de [8].

1.4.2 Matière noire baryonique et/ou non-baryonique

Si l’hypothèse de matière noire froide est favorisée, la question de sa nature est toutefois loin d’être résolue, et il faut passer en revue les particules déjà connues. La matière ordinaire (étoiles, gaz) est principalement constituée de baryons. Une matière noire entièrement baryonique est-elle réaliste ?

C’est la cosmologie qui donne les meilleurs indices. Tout d’abord, la nucléosynthèse primordiale nous renseigne sur le contenu en baryons de l’univers. Elle rend assez bien compte de la proportion des éléments légers (H, D et He). Cependant, la proportion de certains isotopes dépend intimement de la densité de nucléons et de la densité de l’univers lors de leur synthèse. Malgré les incertitudes, un consensus donne une valeur $\Omega_b h^2 = 0.019$ (*cf.* chapitre suivant), où h est la constante de Hubble (en unité de $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Cette densité suffit à composer les halos galactiques de baryons noirs, et l’on pourrait rechercher d’autres composantes ou d’autres explications aux plus grandes échelles. Cette conjecture semble néanmoins être exclue par les scénarii de formation des grandes structures. Dans le cas d’une matière dominée par les baryons, le processus d’amplification des

fluctuations de densité apparaît beaucoup trop tard pour former des galaxies : la croissance de fluctuations baryoniques ne peut avoir lieu qu’au moment de la recombinaison des ions et des électrons, lorsque les photons se découplent. Une matière noire à composante uniquement baryonique paraît donc exclue.

Parmi les candidats aux baryons noirs, on peut citer :

- les MACHOs (pour “MAssive Compact Halo Objects”), candidats baryoniques de type naine brune, jupiter, naine blanche, étoile à neutrons ; ils peuvent être recherchés par des techniques de microlentille gravitationnelle ;
- le gaz froid H₂, très difficile à observer.

S’il existe un problème de matière noire baryonique, il est donc toutefois probable que la matière, aux échelles cosmologiques, soit dominée par une composante non-baryonique. Rappelons que les observations suggèrent qu’il s’agit d’un gaz de particules massives et interagissant faiblement avec la matière ordinaire et les photons. Dans le modèle standard de la physique des particules, seul le neutrino, neutre et massif, pourrait jouer ce rôle. Ce dernier est toutefois une particule chaude (masse de quelques keV au maximum), peu favorisées par les simulations N-corps, et semble exclu par la cosmologie actuelle.

Ainsi les simulations N-corps utilisées pour étudier la formation des grandes structures favorisent des particules n’interagissant que gravitationnellement et faiblement avec les photons. Par ailleurs, des calculs de densité relique de matière noire non-baryonique optent pour des particules aux faibles sections efficaces. On les appelle communément les *mauviettes*, ou *WIMPs* (pour *Weakly Interacting Massive Particle*). Il n’existe aucun candidat dans le modèle standard de la physique des particules (à l’exception du neutrino, peu favorisé tout de même), et la caractérisation de la matière noire suggère, comme de nombreux autres points propres à la physique des particules, qu’il est une physique au-delà du modèle standard.

Lors de l’apparition du concept de supersymétrie, nouvelle symétrie fondamentale entre bosons et fermions, on est loin de penser à la matière noire. Pourtant, avec l’objectif de construire une théorie toujours plus aboutie, ce nouveau paradigme a motivé l’élaboration de nouveaux modèles phénoménologiques, extensions améliorées de l’ancien. Ces nouveaux modèles dits supersymétriques ajoutent aux particules du modèle standard des superpartenaires de spins différents. C’est donc indépendamment du problème de matière noire qu’a émergé l’un des candidats les plus en vue dans le champ de la physique moderne. Il s’agit d’une superparticule fermionique de Majorana, état composite des superpartenaires des bosons neutres standards, et qui a la particularité d’être massive et d’interagir faiblement : le neutralino. Or, la supersymétrie n’a encore jamais été découverte dans les accélérateurs de particules. Bien évidemment, si de nouveaux accélérateurs le permettront peut-être (LHC au CERN), le fait qu’une particule supersymétrique puisse incarner la matière noire suggère d’utiliser le plus grand des laboratoires : l’univers lui-même. En effet, si les galaxies évoluent dans des halos de neutralinos, alors on peut peut-être détecter des signatures caractéristiques de leur présence : produits d’annihilations, collisions et dépôt d’énergie par exemple. Aussi le champ d’investigation se trouve-t-il extrêmement élargi.

Le neutralino ne constitue pas, loin s’en faut, l’unique candidat à la matière noire. D’autres particules non-baryoniques, souvent issues d’un au-delà du modèle standard, ont aussi fait l’objet de nombreuses études ; par exemple :

- les neutrinos, matière noire chaude ;
- les neutrinos droits issus de modèles au-delà du modèle standard ;
- les axions, solutions potentielles à la violation forte de CP ;
- les axinos, partenaires supersymétriques des axions ;
- les défauts topologiques (aujourd’hui très défavorisés) ;
- les trous noirs primordiaux ;
- modes de Kaluza-Klein dans les théories à dimensions supplémentaires ;
- les gravitinos, autres candidats issus des modèles supersymétriques ;
- etc.

Cette liste illustre ici le fait qu’on est loin d’avoir une représentation unique de la nature de la matière noire. Certes la supersymétrie est attractive dans la mesure où elle résoud de nombreux problèmes à la fois en physique des particules et en cosmologie. D’autres problèmes de taille persistent néanmoins, et suggèrent inéluctablement les limitations des modèles supersymétriques les plus simples. On citera sans exhaustivité le problème de l’asymétrie matière anti-matière, qui nécessite la prise en compte de la violation de CP et de C ainsi que la non-conservation du nombre baryonique (conditions de Sakharov) pour une baryogénèse viable ; la physique du neutrino toujours incomplètement traitée ni comprise ; la nature du vide, etc.

1.5 Motivations de cette thèse

Ce mémoire se veut la synthèse de recherches effectuées sur la compréhension et la caractérisation de la matière noire, sous des angles à la fois phénoménologiques et expérimentaux. Inscrite principalement dans le paradigme supersymétrique, l’étude présentée dans ce document aborde essentiellement les aspects liés à la détection indirecte de matière noire par recherche de signaux d’annihilation de neutralinos en astronomie gamma, dans l’expérience CELESTE. Elle se scinde en deux parties principales, l’une ayant trait aux problématiques purement phénoménologiques, et l’autre étant dédiée à la description du travail expérimental mené dans CELESTE.

Dans la première partie nous présenterons tout d’abord le cadre cosmologique général, et un bilan des dernières mesures cosmologiques sera dressé (chapitre 2). Nous introduirons ensuite brièvement le concept de supersymétrie avant de décrire le neutralino, candidat à la matière noire faisant l’objet de cette thèse (chapitre 3), avant de nous consacrer aux prédictions effectuées pour la détection indirecte de neutralinos avec CELESTE pour les galaxies M31 et Draco (chapitre 4). Enfin, nous exposerons l’étude d’un lagrangien effectif destiné à décrire la matière noire indépendamment des modèles supersymétriques usuels, et visant à contraindre de façon plus générale les couplages d’une particule fiducielle aux particules du modèle standard (chapitre 5).

La seconde partie se verra introduite par un exposé succinct des principes de l’astronomie gamma (chapitre 6). L’expérience CELESTE sera décrite par la suite (chapitre 7), ainsi que les méthodes d’analyse utilisées pour l’extraction du signal gamma (chapitre 8). Nous montrerons en outre comment il est possible de reconstruire le spectre en énergie dans une expérience de type échantillonneur, et pourquoi cette reconstruction est essentielle pour la recherche de matière noire (chapitre 9). Enfin, nous discuterons plus

en détail de l'analyse des données sur M31 collectées dans CELESTE, avant de présenter les contraintes apportées par ces observations sur les modèles supersymétriques (chapitre 10).

Première partie

Matière Noire : cadre cosmologique et phénoménologie

Chapitre 2.

Le cadre cosmologique

Quelle qu'en soit la nature, la description de la matière noire s'inscrit pleinement dans le cadre de la cosmologie. En effet, sa seule présence et ses propriétés s'avèrent essentielles pour la compréhension non seulement du cadre géométrique global de l'univers, mais aussi de la formation et de l'évolution des structures aux différentes échelles. Nous rappellerons dans cette partie quelques fondamentaux de cosmologie. Nous définirons dans un premier temps ce que l'on nomme aujourd'hui modèle cosmologique standard (*concordance model* en anglais), puis dresserons un bilan du contenu cosmologique tel que révélé par les expériences les plus récentes. Enfin, nous exposerons brièvement l'histoire thermique associée au modèle de Big Bang chaud, qui nous permettra d'introduire le principe du calcul de certaines quantités fondamentales, telles que la densité totale de matière noire. Nous insisterons tout particulièrement sur les notions qui seront utilisées au cours des prochains chapitres.

2.1 Modèle de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Le modèle d'univers standard repose sur la théorie de la gravitation d'Einstein (1916), théorie qui relie un cadre géométrique à un contenu en énergie, et sur une conception dynamique de cette dernière, formulée par Lemaître et Friedmann (1927), et destinée à décrire l'évolution du cadre cosmologique. Si Einstein a d'abord défendu l'idée d'un univers immuable, la mise en évidence de la récession des galaxies par Hubble en 1929, puis plus tard celle d'un fond diffus cosmologique, avaliseront les théories dynamiques de Big Bang.

2.1.1 Les équations d'Einstein

Le principe fondamental développé par Einstein est appelé *principe d'équivalence*. Selon ce principe, il n'existe aucun champ gravitationnel pour un observateur en chute libre; autrement dit, le comportement local d'un objet est le même s'il est soumis à un champ gravitationnel ou à une accélération uniforme. Si l'on considère une métrique $g_{\mu\nu}$ de l'espace-temps à 3+1 dimensions, alors ce principe permet de relier la géométrie au

contenu énergétique via les équations d'Einstein (unités naturelles $\hbar = c = 1$) :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}(R^\alpha_\alpha) = -8\pi GT_{\mu\nu} + g_{\mu\nu}\Lambda ; \quad (2.1)$$

où R est le tenseur de Ricci, T le tenseur d'énergie-impulsion, G la constante de gravitation universelle et Λ une constante cosmologique. La géométrie est portée par le tenseur de Ricci (combinaison de dérivées premières de la métrique), et le contenu purement physique est incarné par T . Le paramètre Λ fut introduit par Einstein pour pallier le fait que ses équations conduisaient à un univers non-statique. Nous reviendrons ultérieurement sur le sens à donner à ce paramètre. Indépendamment de Λ , les équations d'Einstein montrent que la gravitation apparaît comme une courbure de l'espace-temps associée à un terme de source dépendant quant à lui de l'énergie présente (matière, rayonnement).

La métrique la plus générale permet de déterminer l'intervalle ds séparant deux événements, et s'écrit :

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu. \quad (2.2)$$

Sans symétrie d'espace-temps particulière, cette métrique est toutefois trop générale pour permettre de résoudre les équations d'Einstein.

2.1.2 Le principe cosmologique : isotropie et homogénéité de l'univers

La cosmologie actuelle repose sur un principe fondamental, l'hypothèse forte que l'univers est isotrope et homogène au moins aux grandes échelles : c'est le **principe cosmologique**. Il fut énoncé par Einstein (avec la notion supplémentaire d'immuabilité), puis par Lemaître et Friedmann, et s'appuyait plus alors sur des arguments philosophiques d'origine kantienne (la Terre n'a pas une place privilégiée dans l'univers) que sur des faits expérimentaux. Plus concrètement, il sert de base à l'élaboration d'une métrique.

L'homogénéité de l'univers est aujourd'hui assez bien avérée, surtout depuis les résultats des grands sondages de galaxies [11][12][13] (échelles au-delà de 100 Mpc). En effet, la mise en évidence de l'homogénéité requiert une cartographie de l'univers en trois dimensions. Les cartes du ciel les plus récentes contiennent plusieurs dizaines de milliers de galaxies et constituent de solides preuves observationnelles, une analyse statistique montrant effectivement que les galaxies y sont bien distribuées de façon aléatoire.

La preuve la plus forte quant à l'isotropie de l'univers est l'observation du fond de rayonnement à 2.7 K découvert en 1965 par Penzias et Wilson [14]. Cette détection spectaculaire, mesurée depuis avec une très grande précision, non seulement confirme la grande isotropie de l'univers, mais suggère aussi un passé plus chaud. C'est l'observation de ce fond diffus qui a clos le débat entre partisans d'un univers immuable, et partisans d'un univers en expansion. C'est aussi l'avènement de la théorie du Big Bang, et d'une histoire thermique de l'univers initialement formulée par Gamow en 1946 [15]. Les expériences COBE (1992, [16]) et plus récemment WMAP (2002, [17]) ont mesuré très précisément l'émission de corps noir de ce fond, et les variations relatives en température ne dépassent pas 10^{-5} . Les cartes du fond diffus issues de ces expériences sont présentées sur la figure 2.2.

2.1.3 Métrique de Robertson-Walker

Le principe cosmologique étant admis, il détermine une forme générale de la métrique dans un univers isotrope et homogène ; c'est la métrique de Robertson-Walker, basée sur un espace à symétrie sphérique :

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right]. \quad (2.3)$$

$a(t)$ est un facteur d'échelle qui pourra être déterminé par les équations d'Einstein, et $k \propto R_i^i$ décrit la courbure spatiale (respectivement -1, 0 ou 1 pour un univers hyperbolique, plat ou sphérique).

La dépendance au temps du facteur d'échelle induit une dynamique d'expansion ou de contraction de l'univers, que l'on peut relier au *redshift* (décalage vers le rouge dû à l'effet Doppler, notion provenant de la mise en évidence de la récession des galaxies). Soient t_e et t_0 respectivement les instants d'émission et d'observation d'un rayon lumineux ; le redshift de la source est alors défini selon :

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} = \frac{a_0}{a_e}. \quad (2.4)$$

Ainsi, une fois connue l'évolution de $a(t)$, on pourra aussi se référer au redshift comme repère de temps ou de distance.

2.1.4 Équations de Friedmann-Lemaître

Les équations d'Einstein permettent de déterminer la dynamique du facteur d'expansion. En effet, la métrique impose au tenseur d'énergie-impulsion du fluide cosmique d'être isotrope, soit $T_{\mu\nu} = \text{diag}(\rho, p, p, p)$. On obtient ainsi les équations de Friedmann :

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.5)$$

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.6)$$

où H décrit le taux d'expansion de l'univers.

De même, la conservation de $T_{\mu\nu}$ se traduit selon :

$$\frac{d}{dt}(\rho a^3) = -3pa^3. \quad (2.7)$$

ρ incarne ici la seule matière, relativiste (rayonnement) ou non. La courbure et la constante cosmologique n'y figurent en aucune manière. Cette dernière équation n'est autre que la conservation de l'entropie covolumique au cours de l'expansion (*cf.* § 2.2.1).

2.1.5 Évolution du facteur d'échelle, régimes dynamiques

On peut remarquer que les trois équations précédentes permettent de déterminer simultanément $\rho(t)$, $p(t)$ et $a(t)$ dès lors que l'on suppose l'existence d'une équation d'état sous la forme :

$$p = w\rho. \quad (2.8)$$

Ère cosmologique	Équation d'état	$\rho(a)$	$a(t)$
rayonnement	$w = 1/3$	$\propto 1/a^4$	$\propto t^{1/2}$
matière	$w = 0$	$\propto 1/a^3$	$\propto t^{2/3}$
vide (inflation, constante cosmologique)	$w = -1$	—	$\propto e^{Ht}$

TAB. 2.1 – Principaux régimes dynamiques cosmologiques.

Méthode	H_0 en km/s/Mpc
36 supernovae de type Ia	$71 \pm 2_{\text{stat}} \pm 6_{\text{syst}}$
21 amas de galaxies (Tully-Fisher)	$71 \pm 3_{\text{stat}} \pm 7_{\text{syst}}$
11 amas de galaxie (plan fondamental)	$82 \pm 6_{\text{stat}} \pm 9_{\text{syst}}$
6 amas de galaxie (fluctuation de brillance de surface)	$70 \pm 5_{\text{stat}} \pm 6_{\text{syst}}$
4 supernovae de type II	$72 \pm 9_{\text{stat}} \pm 7_{\text{syst}}$
Analyse combinée (approche bayésienne)	$72 \pm 2_{\text{stat}}$
Ajustement WMAP*	$72 \pm 5_{\text{stat}}$

TAB. 2.2 – Résultats de la mesure du taux d'expansion (constante de Hubble) via différentes méthodes, issus de [19]. (* : résultat issu du meilleur ajustement Λ CDM des données WMAP [20]).

Bien entendu, cette équation d'état est différente selon que l'on considère un fluide relativiste ou non. Elle n'est donc pas vérifiée pour le fluide total en général : elle l'est pour les différentes espèces prises indépendamment les unes des autres (rayonnement, matière non-relativiste, vide). On aura respectivement $w = 1/3$, 0 et -1 pour le rayonnement (régime relativiste), la matière (régime non-relativiste) et le vide (constante cosmologique, régime inflationnaire). L'évolution des différents paramètres est donnée dans le tableau 2.1.

Pour conclure cette partie, rappelons que la valeur du taux d'expansion aujourd'hui, notée H_0 , a été très bien mesurée, et ce par différentes méthodes indépendantes. Ce fut en particulier l'un des principaux objectifs du télescope spatial Hubble. Les résultats sont illustrés dans le tableau 2.2 et la figure 2.1, et convergent remarquablement. Enfin, il faut noter que cette convergence est confortée par les derniers résultats de l'expérience satellitaire WMAP, dont l'objectif était l'observation du fond diffus cosmologique. Nous reviendrons ultérieurement sur l'information apportée par la mesure du fond diffus.

2.2 Histoire thermique de l'univers

Ainsi donc, la mise en évidence de la récession des galaxies et l'observation du fond diffus à 2.7 K sont depuis plusieurs décennies à l'origine du succès du modèle du Big Bang. Cela signifie en particulier que l'univers a été plus chaud dans le passé, ce qui a une conséquence fondamentale sur l'évolution du plasma primordial et la synthèse des éléments légers, comme l'a montré Gamow [15]. Sans aborder précisément toutes les étapes de

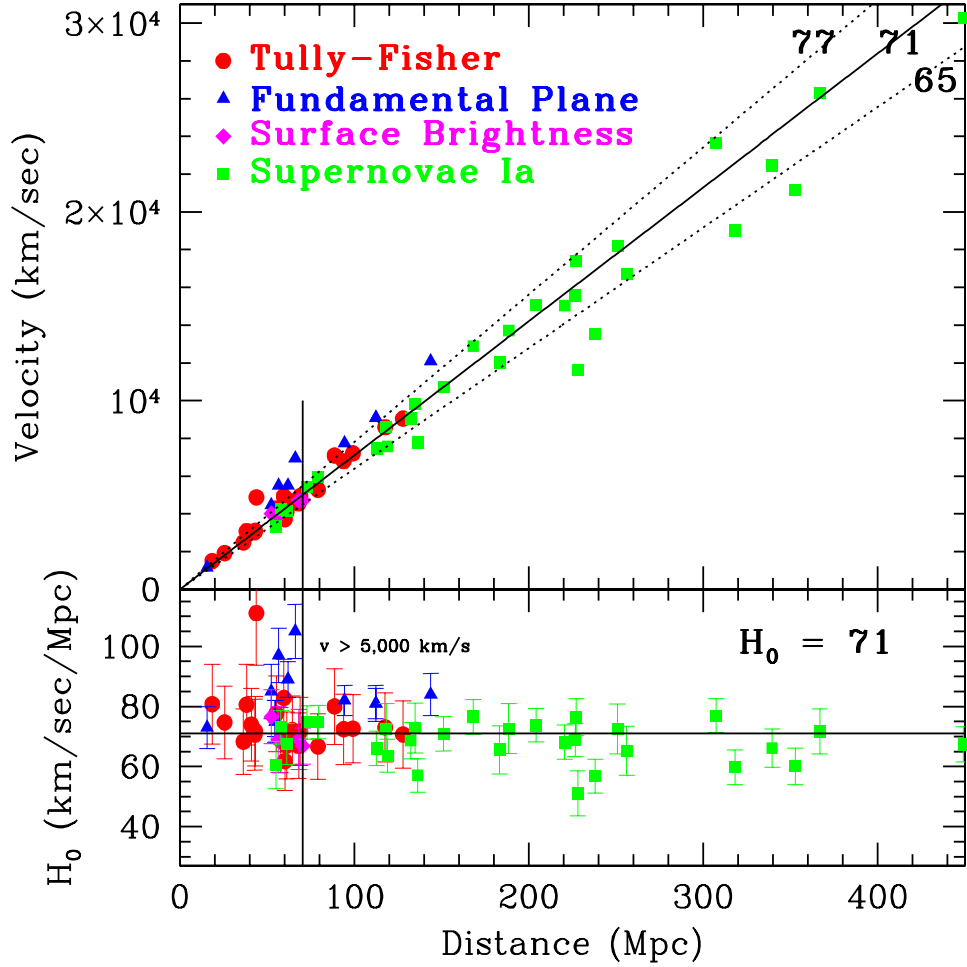


FIG. 2.1 – En haut : diagramme de Hubble distance vs vitesse. En bas : résidus en H_0 en fonction de la vitesse. Figure extraite de [18].

l'histoire de l'univers, ou ses diverses transitions de phases (Big Bang, inflation, *reheating*, transition quarks-hadrons, nucléosynthèse primordiale, etc ...), nous expliciterons dans cette partie la notion essentielle de *découplage* thermodynamique, qui sera ré-utilisée assez souvent tout au long de la partie phénoménologique de ce mémoire de thèse.

2.2.1 Distributions et densités

Considérons une particule de masse m en équilibre thermodynamique. Dans l'hypothèse d'une particule fermionique (respectivement bosonique), sa distribution est de type Fermi-Dirac (Bose-Einstein) :

$$f(|\vec{p}|, T) = \frac{g}{(2\pi)^3} \left[\exp\left(\frac{\sqrt{|\vec{p}|^2 + m^2} - \mu}{T}\right) \pm 1 \right]^{-1} ; \quad (2.9)$$

où g compte les degrés de liberté de spin, et μ est le potentiel chimique de l'espèce. On peut dès lors définir la densité de particules, la densité d'énergie et la pression selon :

$$n(|\vec{p}|, T) = \int f(|\vec{p}|, T) d^3\vec{p}; \quad (2.10)$$

$$\rho(|\vec{p}|, T) = \int E f(|\vec{p}|, T) d^3\vec{p}; \quad (2.11)$$

$$p(|\vec{p}|, T) = \int \frac{|\vec{p}|^2}{3E} f(|\vec{p}|, T) d^3\vec{p}. \quad (2.12)$$

Des équations ci-dessus est issue la définition d'une densité d'entropie s telle que, pour $T \gg \mu$:

$$\begin{aligned} Td(sa^3) &= d(\rho a^3) + pd(a^3) = 0; \\ \Rightarrow s &= \frac{\rho + p}{T}; \end{aligned} \quad (2.13)$$

La conservation de l'entropie covolumique totale $S = sa^3$ caractérise une expansion adiabatique.

Il est intéressant de déterminer ces différentes quantités pour les espèces relativistes et non-relativistes.

– $T \gg m$: **particules relativistes**

Les densités de particules et d'énergie s'écrivent respectivement :

$$n = \begin{cases} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} g_B T^3 & (\text{bosons}); \\ \frac{3}{4} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} g_F T^3 & (\text{fermions}); \end{cases} \quad (2.14)$$

$$\rho = \begin{cases} \frac{\pi^2}{30} g_B T^4 & (\text{bosons}); \\ \frac{7}{8} \frac{\pi^2}{30} g_F T^4 & (\text{fermions}); \end{cases} \quad (2.15)$$

où l'on reconnaît la fonction de Riemann $\zeta(3) \sim 1.2$. Ainsi, la densité d'énergie totale et l'énergie moyenne par particule sont données par :

$$\rho_{tot} = g_{\text{eff}} \frac{\pi^2}{30} T^4; \quad (2.16)$$

$$\text{avec } g_{\text{eff}} = \sum_{i \in \text{bosons}} g_{B,i} \left(\frac{T_{B,i}}{T} \right)^4 + \frac{7}{8} \sum_{i \in \text{fermions}} g_{F,i} \left(\frac{T_{F,i}}{T} \right)^4; \quad (2.17)$$

$$\langle E \rangle \sim \left\langle \frac{\rho}{n} \right\rangle \sim \begin{cases} 2.7 \times T & (\text{bosons}); \\ 3.15 \times T & (\text{fermions}); \end{cases} \quad (2.18)$$

g_{eff} compte les degrés de liberté des particules relativistes. Il faut noter que les degrés de liberté influents sont ceux des espèces en équilibre, même si tous sont considérés. En effet, si $T_i = T$ lors de l'équilibre, ça n'est plus le cas lorsqu'une espèce se découple (alors $T_i < T$). Par ailleurs, g_{eff} est une fonction décroissante de la température.

– $T \ll m$: **particules non-relativistes**

Pour des particules non-relativiste, les distributions de Fermi-Dirac et Bose-Einstein peuvent être remplacées par celle de Maxwell-Boltzmann, soit $f(|\vec{p}|, T) \sim \exp(-m/kT - p^2/(2mkT))$. Les densités et la pression deviennent :

$$n = g \left(\frac{mT}{2\pi} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m}{T}\right); \quad (2.19)$$

$$\rho = n \times m; \quad (2.20)$$

$$p = n \times T \ll \rho. \quad (2.21)$$

Apparaît clairement ici un facteur de suppression $e^{-m/T}$ dans l'expression de la densité n de particules non-relativistes.

– Température de l'univers

La densité d'entropie s'exprime en fonction des degrés de liberté relativistes :

$$s = \frac{2\pi^2}{45} h_{\text{eff}} T^3; \quad (2.22)$$

$$\text{avec } h_{\text{eff}} = \sum_{i \in \text{bosons}} g_{B,i} \left(\frac{T_{B,i}}{T} \right)^3 + \frac{7}{8} \sum_{i \in \text{fermions}} g_{F,i} \left(\frac{T_{F,i}}{T} \right)^3. \quad (2.23)$$

L'entropie $S = sa^3$ étant constante, on peut exprimer la température de l'univers selon $T \propto h_{\text{eff}}^{-1/3} a^{-1}$. En pratique, cette température correspond à la température des photons car les espèces se thermalisant s'y couplent nécessairement, du fait de leur grand nombre.

2.2.2 Découplage

Si l'on considère une population de particules X de masse m_X dans un bain thermique, ces dernières sont soumises à des interactions qui soit les thermalisent, soit les transforment. Par exemple, on peut penser au plasma primordial où diverses réactions se produisent, sans exhaustivité : annihilations ($\mu^+ + \mu^- \rightleftharpoons e^+ + e^-$, avant la domination de la matière sur l'anti-matière), transmutations ($p + e^- \rightleftharpoons n + \nu_e$); certaines réactions dépendant de la température. Tous ces processus associés à la particule X sont caractérisés par un taux de réaction global Γ_X (interactions entre X et les autres particules du plasma). Si ce taux est suffisamment important, les particules vont être en équilibre thermodynamique avec le plasma. Or, l'univers étant en expansion, les diverses populations vont être diluées tout comme la température va diminuer, et l'équilibre peut être brisé si les réactions sont trop lentes ou trop rares. Il faut donc comparer le taux de réaction Γ_X au taux d'expansion H . Tant que le taux de réaction est plus grand que le taux d'expansion, les particules restent en équilibre thermique les unes avec les autres. Dès lors que cette condition n'est plus remplie, c'est-à-dire $H/\Gamma_X \sim 1$, l'équilibre est rompu, la population de X cesse d'interagir et se trouve gelée. Elle va évoluer indépendamment des autres espèces, sans toutefois que la forme de sa distribution soit modifiée, et les impulsions vont subir un décalage vers le rouge selon $p \propto 1/a$. En effet, l'évolution de l'espace des phases est tel que $d^3\vec{p} \propto a^{-3}$, et comme l'élément de volume $dV \propto a^3$, alors $d^3\vec{p}dV \simeq \text{Cte}$. Cela signifie qu'une distribution de particules libres doit rester constante le long des géodésiques. Si l'on considère le découplage de l'espèce X à la température T_d , $f_{\text{éq}}$ étant sa distribution à l'équilibre, alors sa distribution après découplage vaut :

$$f(|\vec{p}|, T_X) = f_{\text{éq}}(|\vec{p}_d|, T_d) = f_{\text{éq}}\left(\frac{a}{a_d} |\vec{p}|, T_d\right); \quad (2.24)$$

Ainsi, la densité après découplage devient respectivement pour une espèce X relativiste ou non-relativiste (au moment du découplage) :

$$n_{X,R} = \begin{cases} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} g_B T_d^3 \left(\frac{a_d}{a}\right)^3 & (\text{bosons}); \\ \frac{3}{4} \frac{\zeta(3)}{\pi^2} g_F T_d^3 \left(\frac{a_d}{a}\right)^3 & (\text{fermions}); \end{cases} \quad (2.25)$$

$$n_{X,NR} = g \left(\frac{m T_d}{2\pi}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m}{T_d}\right) \left(\frac{a_d}{a}\right)^3. \quad (2.26)$$

Si une espèce se découple alors qu'elle est relativiste, elle conservera la distribution qu'elle avait au découplage, même si elle devient non-relativiste avec le refroidissement. Dans ce cas, seule sa densité d'énergie changera et prendra la forme $\rho_X = n_{X,R} \times m_X$. De même sa température sera plus basse que la température des photons. En effet, on a $T_X = (a_d/a)T_d$ et $T_\gamma = ((2\pi^2/45)h_{\text{eff}})^{-1/3}a^{-1}$; si l'on considère que l'espèce avait la même température que les photons au moment de son découplage, soit $T_d = ((2\pi^2/45)h_{\text{eff,d}})^{-1/3}a_d^{-1}$, alors on obtient à un instant ultérieur $T_X/T_\gamma = (h_{\text{eff}}/h_{\text{eff,d}})^{1/3} < 1$. C'est la raison pour laquelle les neutrinos ont aujourd'hui une température plus basse que 2.7 K.

Les équations 2.25 et 2.26 permettent en principe le calcul de la densité relique des particules X . Néanmoins, elles sont fondées sur l'idée que le découplage se produit à une température bien précise, ce qui n'est pas réalisé en pratique. Aussi la densité relique est-elle en général calculée en résolvant l'équation différentielle d'évolution des populations, l'équation de Boltzmann. Nous reviendrons plus en détail sur cette méthode au cours du prochain chapitre.

2.3 Contenu de l'univers

La dernière décennie fut riche en campagnes expérimentales ayant pour but de caractériser de façon précise notre univers. Le modèle d'univers aujourd'hui admis en cosmologie est un modèle de type Λ CDM : les principaux ingrédients de ce modèle sont l'existence d'une "constante cosmologique" et d'une matière dominée par une composante non-baryonique (CDM pour *Cold Dark Matter*), la matière noire. Cette partie est destinée à dresser l'inventaire des quantités et paramètres cosmologiques, en mettant plus en relief les résultats du satellite WMAP, car les plus récents. On rappellera toutefois le principe des méthodes indépendantes de la mesure du fond diffus.

2.3.1 Paramètres cosmologiques

En séparant les différentes contributions à la densité d'énergie totale, on peut reformuler la seconde équation de Friedmann 2.6 selon :

$$H^2(t) = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{k}{a^2(t)} + \frac{\Lambda}{3}; \quad (2.27)$$

où la somme se fait sur le rayonnement et la matière. En l'absence de constante cosmologique, peut définir une densité critique correspondant à un univers plat ($k = 0$) :

$$\rho_{\text{crit}} = \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (2.28)$$

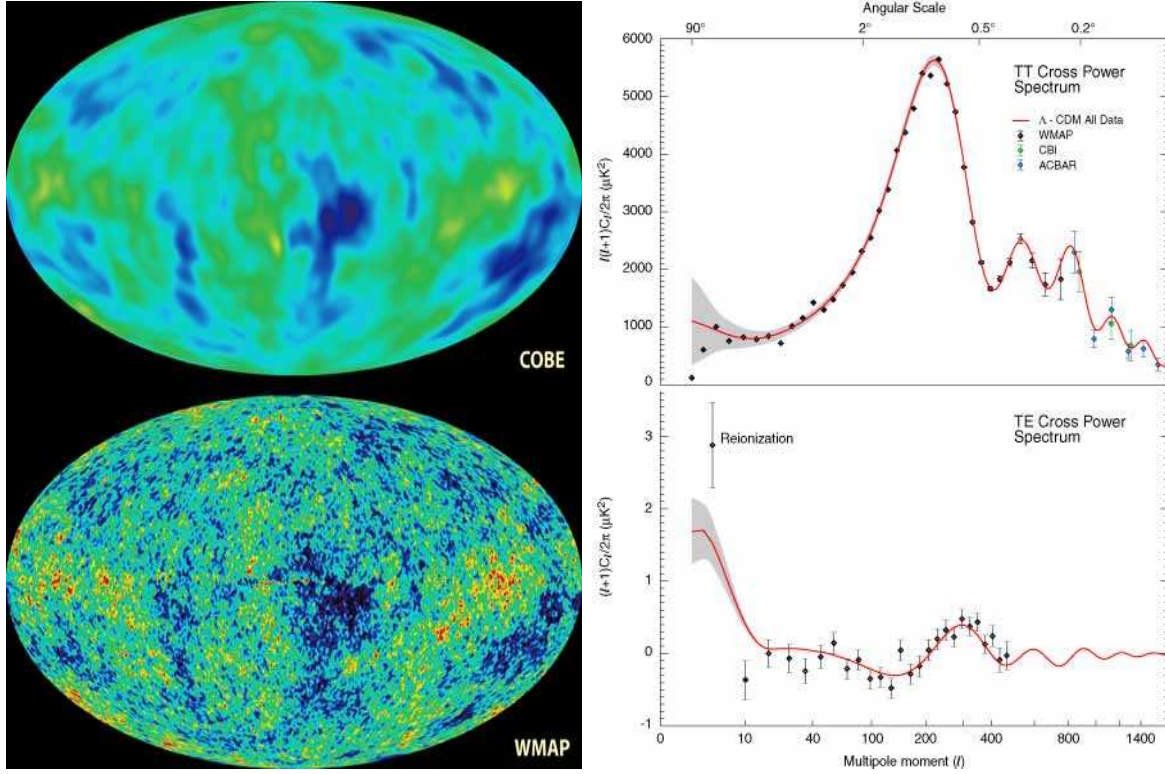


FIG. 2.2 – À gauche : cartes du fond diffus cosmologique (CMB) issues des expériences satellitaires COBE et WMAP. À droite : spectre de puissance angulaire (en haut) et spectre de température-polarisation (en bas) où se trouve superposé le meilleur ajustement d'un modèle Λ CDM sur les données de WMAP [17].

L'usage est de définir pour chaque quantité une densité réduite, sans dimension :

$$\Omega_m = \Omega_R + \Omega_{NR} = \sum_{i \in R, NR} \Omega_i = \sum_{i \in R, NR} \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_i = \sum_{i \in R, NR} \frac{\rho_i}{\rho_{crit}} ; \quad (2.29)$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} ; \quad (2.30)$$

$$\Omega_k = -\frac{k}{a^2 H^2} ; \quad (2.31)$$

où l'indice m de la première équation signifie “matière” (relativiste “ R ” et non-relativiste “ NR ”).

L'équation 2.27 se résume donc à :

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1. \quad (2.32)$$

Cette relation extrêmement simple permettra d'exposer de façon plus lisible la détermination des différents paramètres cosmologiques. On voit par ailleurs que c'est le terme de constante cosmologique et le terme de matière qui définissent à eux seuls la géométrie de l'univers. Ainsi, on aura respectivement un univers fermé, plat ou ouvert pour $\Omega_m + \Omega_\Lambda > 1$, $= 1$ ou < 1 .

2.3.2 Fond diffus cosmologique

L'observation du fond diffus à 2.7 K des photons reliques (CMB, pour *Cosmic Microwave Background*) permet de dériver de nombreux paramètres cosmologiques. Rappelons ici que ces photons ont progressivement cessé d'interagir avec les électrons et les protons lorsque la température de l'univers est tombée sous l'énergie d'ionisation de l'hydrogène (13.6 eV). Ils se sont dès lors complètement découplés du reste de la matière, et l'univers leur est devenu totalement transparent. En fait, cette transition n'a pas eu lieu à $T=13.6$ eV (~ 160000 K), mais à environ 0.3 eV (~ 3500 K) : ceci est dû au fait que la distribution des photons dans l'espace des phases est très étalée, et que leur population est $\sim 10^{10}$ fois supérieure à celle des baryons. Ce rayonnement diffus est donc libre depuis environ 350000 ans après le Big Bang, et porte en lui les stigmates de l'univers durant cette phase (appelée *recombinaison* en raison de l'appariement des électrons et des protons pour former les premiers atomes d'hydrogène). Il a permis de confirmer le principe d'un univers homogène de par ses caractéristiques de corps noir quasiment parfait, indiquant que les photons étaient en équilibre thermique avant leur découplage.

Néanmoins, il existe d'infimes fluctuations de température de ce fond diffus ($\Delta T/T \simeq 10^{-5}$), dont la mesure précise permet de contraindre fortement les paramètres cosmologiques. En effet, ces fluctuations signent la présence d'inhomogénéités de la matière au moment de la recombinaison : des régions les plus (réciproquement moins) denses, *i.e.* les plus chaudes, seront issus des photons de plus grande (moindre) fréquence, à cause du décalage Doppler dû aux effets de température. De plus, ces régions plus denses et plus chaudes seront soumises à une pression de radiation plus importante, et les effets de balance entre effondrement gravitationnel et pression vont être à l'origine d'oscillations acoustiques. Par conséquent, la mesure des plus grandes amplitudes atteintes par ces oscillations donne une information très précise sur la taille de l'horizon au moment de la recombinaison (l'horizon acoustique est lié à l'horizon causal, les ondes sonores ayant une vitesse $c_s = c/3$).

En pratique, on décompose les fluctuations de température sur la bases des harmoniques sphériques $Y_{lm}(\theta, \phi)$, après soustraction du dipôle Doppler (la mesure doit être corrigée du mouvement propre du système solaire) :

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) ; \quad (2.33)$$

$$\text{et } C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^{+l} |a_{lm}|^2. \quad (2.34)$$

Les coefficients C_l caractérisent ce que l'on nomme communément le spectre de puissance, dont la représentation graphique nous est familière depuis COBE.

En général, les paramètres cosmologiques issus de l'analyse du CMB sont déterminés par l'ajustement d'un modèle théorique. Un modèle de type Λ CDM (matière noire non-baryonique + constante cosmologique) permet pour l'heure un remarquable ajustement des données [20]. Ce modèle ajusté sur le spectre de puissance est présenté sur la figure 2.2.

2.3.3 Géométrie de l'univers

La comparaison entre taille angulaire et dimension de l'horizon permet en particulier de remonter à la géométrie globale de l'univers, comparaison rendue possible par l'analyse du spectre de puissance. Une taille angulaire θ_l donnée est associée à un moment l selon $\theta_l \simeq \pi/l$. Aussi, le premier pic du spectre correspond aux grandes amplitudes de fluctuations de densité, et la position de ce pic donne par conséquent leur taille angulaire.

En combinant les résultats de diverses expériences sur l'analyse du fond à 2.7 K avec les contraintes sur H_0 du tableau 2.2, l'on obtient [20] :

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1.02 \pm 0.02 ; \quad (2.35)$$

ce qui montre que l'univers est quasiment plat.

2.3.4 Rayonnement

Le rayonnement est constitué de toutes les espèces relativistes présentes durant la période d'intérêt. Aujourd'hui, seuls les photons et les neutrinos (de masses presque nulles) contribuent au rayonnement cosmologique.

En ce qui concerne les photons, l'observation du fond à 2.7 K et les caractéristiques du corps noir permettent aisément d'estimer leur densité. En effet, la densité s'exprime par la loi de Stefan, la température étant obtenue par ajustement de la distribution de Planck sur le corps noir [21] :

$$\begin{aligned} \rho_\gamma &= \frac{\sigma_S c}{4} T_\gamma^4 \\ \text{avec } T_\gamma &= 2.728 \pm 0.004 \text{ K} ; \\ \text{soit } \Omega_\gamma h^2 &= \frac{\rho_\gamma}{\rho_{crit}} h^2 = 2.48 \times 10^{-5} ; \end{aligned} \quad (2.36)$$

où σ_S est la constante de Stefan, et $h = H_0/100$. Notons ici que la contribution des photons issus des étoiles est complètement négligeable, puisque ne représentant que $\sim 1/1000$ de la totalité.

Quant aux neutrinos, leur découplage du plasma primordial est intervenu plus tôt que pour les photons. Il survient durant la phase de nucléosynthèse primordiale des éléments légers, au moment où les réactions électrofaibles cessent de transmuter les protons en neutrons ($p + e^+ \leftrightarrow n + \nu_e$). Ce découplage intervient à $T \sim 1 \text{ MeV}$ (10^{10} K), ce qui donne aujourd'hui $T_\nu = 1.96 \text{ K}$, compte tenu du décalage Doppler. De même, la densité de neutrinos reliques est aujourd'hui :

$$\Omega_\nu h^2 = 1.15 \times 10^{-5}. \quad (2.37)$$

2.3.5 Matière

La matière est constituée de toutes les espèces non-relativistes. Elle se scinde en deux composantes : la matière constitutive des étoiles et du gaz interstellaire, ou matière baryonique (éléments légers majoritaires) ; et la matière dite noire (CDM).

a) Matière baryonique

Il est plusieurs façons d'estimer la densité de baryons. L'une d'entre elles repose une fois de plus sur l'analyse du fond diffus cosmologique. En effet, on peut montrer que la hauteur relative des deux premiers pics du spectre de puissance est reliée à la fraction baryons/photons (notée η , ou $\eta_{10} = 10^{-10} \times \eta$). Cela est dû au fait que les photons, en surnombre par rapport au reste, diffusent encore sur les électrons des premiers atomes après la recombinaison, provoquant ainsi un accroissement des amplitudes des fluctuations. Par ailleurs, plus η serait grand, plus la pression sur la surface de dernière diffusion serait faible, ce qui aurait pour effet de décaler les pics vers les grandes échelles angulaires. L'analyse des données de WMAP [20] donne :

$$\begin{aligned}\Omega_b h^2 &= 0.024 \pm 0.001, \\ \text{soit } \eta_{10} &= 6.14 \pm 0.25\end{aligned}\tag{2.38}$$

De même, les calculs de nucléosynthèse primordiale permettent de prédire les abondances relatives des éléments légers synthétisés avant l'apparition des premières étoiles (D, He³, He⁴, Li⁷ produits à $T_\gamma \sim 1$ MeV), abondances relatives définies par rapport à la densité d'hydrogène H. Ces calculs dépendent essentiellement des taux de réactions nucléaires, et de η . La mesure expérimentale de ces abondances est d'autant plus intéressante que ces éléments ne sont produits qu'au cours de la nucléosynthèse (mis à part l'hélium qui est aussi produit dans les étoiles). Elle permet en outre de remonter jusqu'à η et ainsi d'estimer la densité totale de baryons. Des mesures récentes [22] du rapport D/H donnent :

$$\Omega_b h^2 = 0.0214 \pm 0.0020 ;\tag{2.39}$$

ce qui est en remarquable accord avec les résultats de WMAP.

Il faut toutefois ajouter un bémol à ce type d'estimation dans la mesure où seules les mesures relative aux abondances de deutérium et d'hélium 3 reproduisent les données du CMB. Il n'en est pas de même pour l'hélium 4 et le lithium 7, dont le déficit est souvent attribué à la dégradation possible de ces espèces dans les étoiles. On trouvera une illustration des prédictions de la nucléosynthèse sur la figure 2.3. Bien que les effets systématiques soient importants (sections efficaces nucléaires, extrapolation des mesure aux faibles métallicités), ces divergences sont toujours l'objet de nombreuses études.

Il est important de noter que la contribution de la matière visible (étoiles et gaz) est minoritaire, puisque estimée à $\Omega_{\text{vis}} \sim 0.005$. On ne comprend toujours pas actuellement sous quelle forme se trouve cette matière baryonique invisible, et l'on parle de problème de matière noire baryonique. Des expériences de microlentilles gravitationnelles tentent de mettre en évidence l'existence de populations de naines brunes ou de jupiters non encore observées dans les galaxies.

b) Matière non-baryonique

Nous avons vu au cours du chapitre précédent que les preuves observationnelles de l'existence de matière noire non-baryonique sont nombreuses, et ce à différentes échelles. Cette matière sombre représente environ 90% du contenu matériel total de l'univers. La transition entre un univers dominé par le rayonnement et un univers dominé par la matière

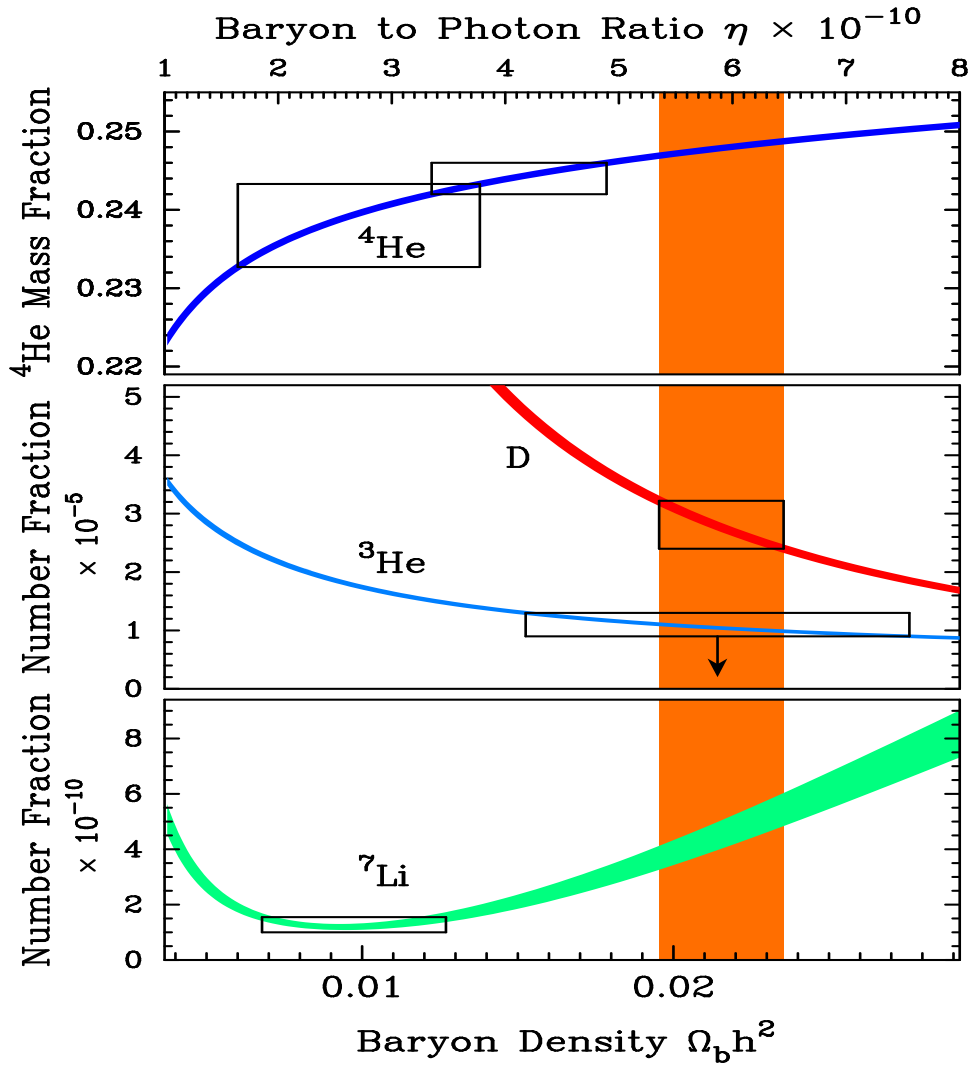


FIG. 2.3 – De haut en bas, abondances relatives de He^4 , D , He^3 et Li^7 en fonction de Ω_b (η_{10}) prédites par la nucléosynthèse primordiale. Les boîtes correspondent aux mesures expérimentales d'abondances, et la bande verticale provient des résultats de l'analyse du CMB. Cette figure est extraite de [22].

(équivalence) laisse une empreinte dans les fluctuations à grande échelle du fond diffus, et dépend cruciallement de la quantité totale de matière. Les données de WMAP donnent :

$$\Omega_m h^2 = 0.14 \pm 0.02. \quad (2.40)$$

Il existe d'autres moyens d'estimer la quantité totale de matière, notamment les campagnes d'observations de galaxies. Les cartographies issues de 2dF [13] et du SLOAN Digital Sky Survey [12] donnent respectivement $\Omega_b h = 0.23 \pm 0.09$ et $0.20_{-0.09}^{+0.16}$, ce qui est en bon accord avec WMAP. L'illustration d'une telle complémentarité est présentée sur la figure 2.4.

2.3.6 Constante cosmologique ou énergie noire

Ce n'est que très récemment que l'idée d'un univers en expansion accélérée a été admise. En effet, avant les années 90, et malgré quelques opinions contestataires marginales [25],

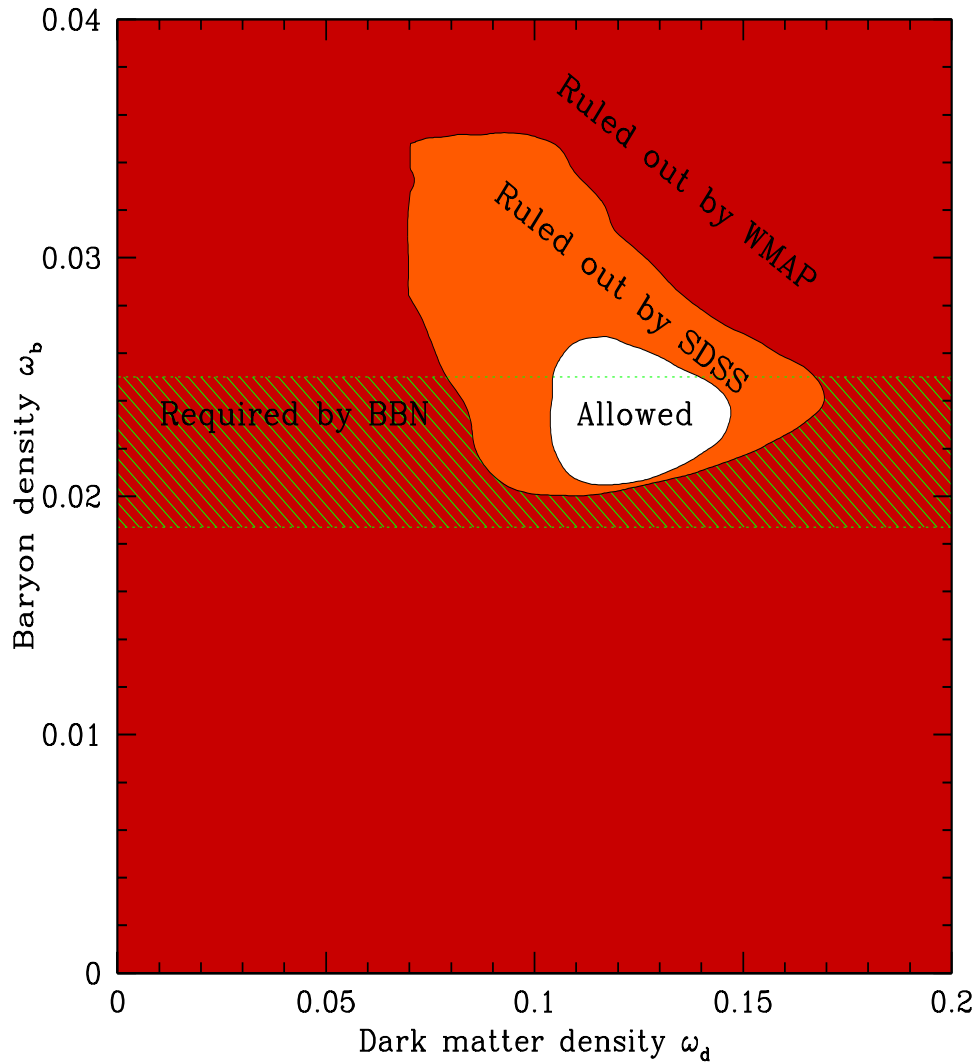


FIG. 2.4 – Densités de baryons et de matière noire contraintes par les données de WMAP et de SDSS, et par les prédictions de la nucléosynthèse primordiale. Cette figure est extraite de [30].

on penchait pour un univers dominé par la matière de densité égale à la densité critique (Einstein-De Sitter). Le seul paradoxe observationnel à ce modèle résidait dans le trop grand âge attribué aux plus vieilles étoiles, mais les larges erreurs systématiques affectant les mesures suffisaient à le hisser au rang de modèle cosmologique standard.

Néanmoins, les diverses mesures de la distribution de masse des amas de galaxies menées au début des années 90 ont commencé à susciter une interrogation grandissante. En effet, la densité de matière inférée par l'étude des structures à l'échelle cosmologique était beaucoup plus faible que la densité critique (prise au sens où l'univers est dominé par la matière), et il manquait donc une large contribution [24] pour satisfaire aux théories inflationnaires.

C'est à ce moment que l'idée d'une constante cosmologique a refait surface [26] (elle avait été introduite par Einstein pour rendre l'univers immuable). Bien que détournée de son origine historique, cette constante permettait de combler le déficit en énergie, et avait l'heureux avantage d'augmenter l'âge de l'univers, réconciliant ainsi les prédictions

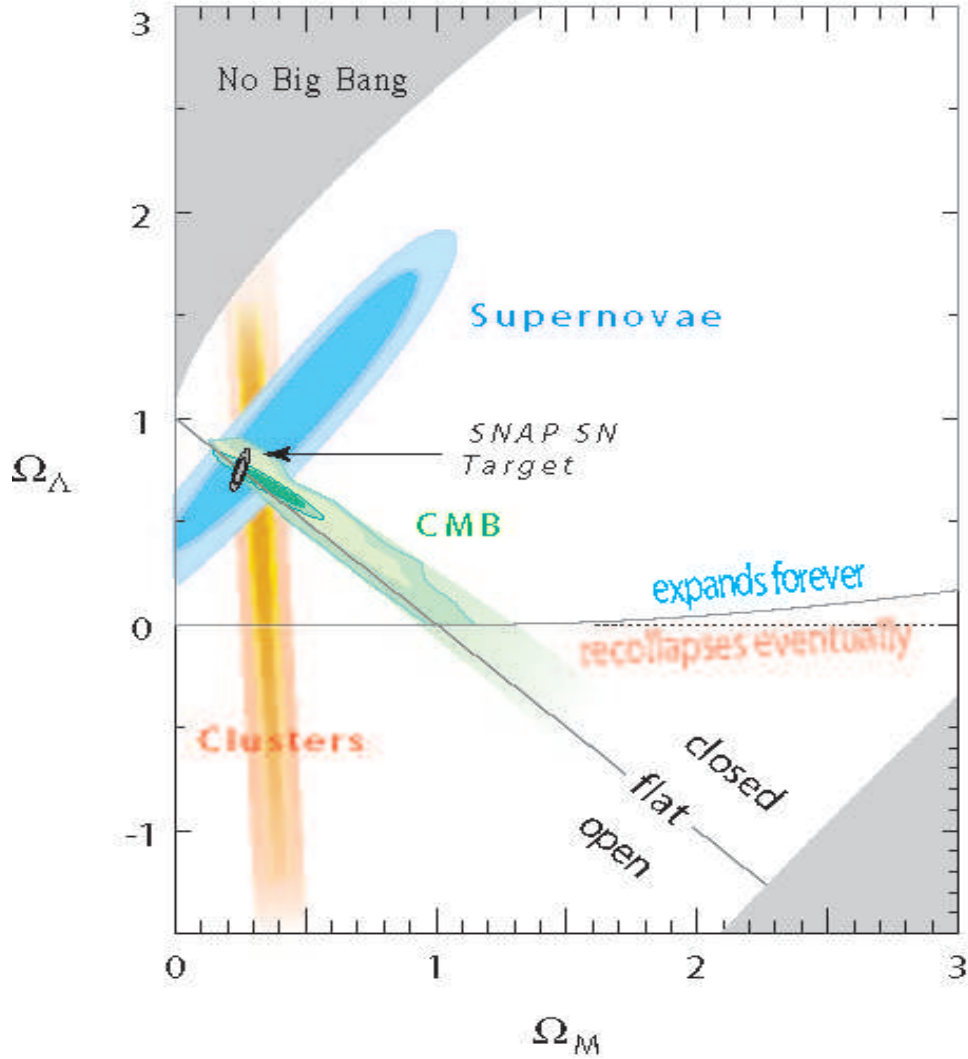


FIG. 2.5 – Complémentarité entre expériences sur le CMB, les supernovae, le comptage d’amas, et précisions associées, pour la détermination des paramètres cosmologiques Ω_m et Ω_Λ . Figure aussi la précision envisagée par la collaboration SNAP pour une expérience future. Cette figure est extraite de [29].

du modèle théorique avec l’âge des plus vieilles étoiles.

Les observations de supernovae de type Ia (SNIa) à grand redshift constituent la première preuve observationnelle d’une expansion accélérée [27] [28]. En effet, la relation distance-luminosité des SNIa dépend du facteur de décélération, lui-même proportionnel à la différence des contributions matière-constante cosmologique ($q_0 = \Omega_m/2 - \Omega_\Lambda$). La dégénérescence entre Ω_m et Ω_Λ peut être levée en combinant les résultats des SNIa avec les mesures directes de la contribution de matière (analyse d’amas), ou encore avec les données du CMB qui mesurent la géométrie de l’univers. Ceci se trouve illustré sur la figure 2.5. L’hypothèse d’un univers plat donne $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$.

On confère souvent à cette accélération de l’expansion le nom d’énergie noire, du fait que sa densité est du même ordre de grandeur que sa pression, ce qui n’est pas du tout

caractéristique de la matière. L'origine de cette énergie noire constitue, avec le problème de matière noire, une des quêtes majeures de la cosmologie moderne. En effet, l'hypothèse d'une énergie constante du vide n'est pas encore validée par la physique des particules. Il existe toutefois de nombreuses théories pour tenter d'expliquer l'origine de l'accélération de l'expansion (par exemple la quintessence, la k-essence, brane et dimensions supplémentaires, etc. ...). Ces théories se distinguent en général par l'équation d'état qui caractérise leur énergie noire. Il semble pour l'heure que les contraintes apportées sur l'équation d'état de ce terme d'accélération soient compatibles avec une constante cosmologique [30] avec $w(z) \simeq -1$. De nouvelles expériences à venir, comme SNAP [29] (SuperNovae Acceleration Project), pourront sans doute répondre plus précisément à la question de la nature de cette énergie noire.

Chapitre 3.

Matière noire supersymétrique

La matière noire, abordée comme constituant élémentaire de la matière, doit nécessairement être décrite par un modèle de physique des particules. Comme nous l'avons vu au cours du premier chapitre, le modèle standard des particules élémentaires actuel ne contient pas de candidat permettant de répondre à la question de l'origine d'une telle densité de matière sombre et froide. Il convient alors d'invoquer des *au-delà* du modèle standard afin de réconcilier cosmologie et physique des particules, bien que ces *au-delà* n'aient pas été initialement conçus pour répondre à ce type de question.

Dans ce chapitre, nous nous proposons de présenter l'un des *au-delà* les plus en vogue, et dans lequel une (ou plusieurs) nouvelle particule élémentaire, dotées de propriétés adéquates pour la description de la matière noire, peut exister de façon relativement naturelle. Ce modèle repose sur une nouvelle symétrie fondamentale entre bosons et fermions, dite *supersymétrie* : il s'agit de l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM, pour "Modèle Standard Supersymétrique Minimal").

La supersymétrie propose en fait plusieurs candidats, mais le plus connu est le dit neutralino. Nous expliquerons dans ce chapitre comment le neutralino résulte de la construction du MSSM, et tâcherons d'en détailler les caractéristiques les plus en rapport avec le propos de cette thèse, à savoir sa détection indirecte. On trouvera une revue exhaustive de la plupart des points abordés dans ce chapitre dans la référence [31].

3.1 Les limites du modèle standard

Le modèle standard des interactions fondamentales décrit explicitement les interactions forte, faible et électromagnétique qui gouvernent la dynamique des particules élémentaires. Il est basé sur un principe de jauge, en vertu duquel toutes les forces sont transmises par des champs de jauge du groupe de symétrie locale $SU(3)_{\text{couleur}} \otimes SU(2)_{\text{gauche}} \otimes U(1)_{\text{hypercharge}}$. Les tests expérimentaux mis en œuvre au cours des trente dernières années dans les accélérateurs de particules ont entériné sa grande robustesse et son caractère prédictif, à tel point que le modèle standard constitue sans doute l'une des avancées les plus abouties de la physique moderne.

Le contenu en champs se décompose sur trois secteurs : le secteur bosonique de jauge, qui comprend les champs vecteurs des interactions (spin 1), le secteur fermionique (spin

1/2), et le secteur bosonique de Higgs (spin 0), ajouté de façon *ad hoc*, nécessaire à la brisure spontanée de la symétrie électrofaible et générant les masses physiques des particules élémentaires.

Dans le cadre de la théorie des champs, le modèle standard s'écrit sous forme synthétique grâce au lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_{\text{MS}} = \mathcal{L}_{\text{jauge}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} \quad (3.1)$$

où les interactions de jauge sont décrites par :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{jauge}} = & -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B_{\mu\nu} \\ & + i\bar{L}_\alpha \gamma^\mu D_\mu L_\alpha + i\bar{Q}_\alpha \gamma^\mu D_\mu Q_\alpha + i\bar{E}_\alpha \gamma^\mu D_\mu E_\alpha \\ & + i\bar{U}_\alpha \gamma^\mu D_\mu U_\alpha + i\bar{D}_\alpha \gamma^\mu D_\mu D_\alpha + (D_\mu H)^\dagger (D_\mu H) \end{aligned} \quad (3.2)$$

avec le couplage minimal défini selon :

$$\begin{aligned} D_\mu L_\alpha &= (\partial_\mu - i\frac{g}{2}\tau^i W_\mu^i - i\frac{g'}{2}B_\mu)L_\alpha \\ D_\mu E_\alpha &= (\partial_\mu + ig'B_\mu)E_\alpha \\ D_\mu Q_\alpha &= (\partial_\mu - i\frac{g}{2}\tau^i W_\mu^i + i\frac{g'}{6}B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^a G_\mu^a)Q_\alpha \\ D_\mu U_\alpha &= (\partial_\mu - i\frac{2g'}{3}B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^a G_\mu^a)U_\alpha \\ D_\mu D_\alpha &= (\partial_\mu + i\frac{g'}{3}B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^a G_\mu^a)D_\alpha \end{aligned}$$

où g , g' et g_s sont respectivement les constantes de couplage de $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$. Le couplage des champs élémentaires au champ de Higgs est donné par les termes de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = y_{\alpha\beta}^L \bar{L}_\alpha E_\beta H + y_{\alpha\beta}^D \bar{Q}_\alpha D_\beta H + y_{\alpha\beta}^U \bar{Q}_\alpha U_\beta \tilde{H} + c.c. \quad (3.3)$$

avec :

$$\tilde{H} = i\tau_2 H^\dagger \quad (3.4)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = -V_{\text{Higgs}} = \mu^2 H^\dagger H - \frac{\lambda}{2}(H^\dagger H)^2 \quad (3.5)$$

On recense ainsi 19 paramètres libres ¹ :

- trois constantes de couplage (contenues dans les opérateurs D_μ) : g , g' , g_s ,
- six masses de quarks et trois de leptons (en considérant des masses nulles pour les neutrinos),
- la constante de couplage de Higgs λ ,
- le paramètre de masse de Higgs μ^2 ,
- trois angles de mélange et une phase pour modéliser la violation de CP (matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa),

¹Il existe une extension à 26 paramètres permettant de décrire l'oscillation des neutrinos et leurs masses (matrice Maki-Nakagawa-Sakata), suivant le même principe que pour les quarks.

- l’angle θ_{QCD} pour la violation forte de CP (qui correspondrait à des termes de surface et n’est pas inclus dans le lagrangien ci-dessus).

Les masses physiques des particules apparaissent quant à elles lors de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, par le biais d’une valeur d’attente non nulle du champ de Higgs dans le vide :

$$\langle H \rangle = \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix}, \quad v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}}$$

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_c \otimes U(1)_{EM}$$

Cette brisure est donc définie arbitrairement en imposant $\lambda > 0$ et le signe négatif devant μ^2 dans le potentiel de Higgs V_{Higgs} .

Si le modèle standard s’est montré extraordinairement prédictif (ses confirmations expérimentales au cours des années 80 et 90 en font l’une des avancées théoriques les plus abouties de la science moderne), de nombreux points suggèrent qu’il ne serait qu’une théorie effective à basse énergie. En mêlant sans exhaustivité arguments théoriques et faits expérimentaux, on peut citer les critiques suivantes :

- La mise en évidence récente d’oscillations dans le secteur des neutrinos, et le fait que ces derniers aient vraisemblablement une masse ne sont pas encore bien compris, bien qu’une description dans le cadre du modèle standard soit possible. La physique des neutrinos est d’ailleurs un sujet extrêmement riche et complexe.
- Le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible est posé de façon *ad hoc* et n’est donc pas naturel. Par ailleurs, le boson de Higgs n’a toujours pas été découvert, et le fait qu’il soit ou non une particule fondamentale fait toujours débat.
- L’unification des interactions est un principe déjà bien motivé théoriquement depuis l’électromagnétisme de Maxwell, et qui a en outre permis de poser les jalons du modèle standard lui-même. Cela suggère l’existence d’un groupe de jauge unique englobant $SU(3)_{\text{couleur}} \otimes SU(2)_{\text{gauche}} \otimes U(1)_{\text{hypercharge}}$, et caractérisant la physique subatomique au-delà de l’échelle dite de grande unification (citons par exemple les théories de grande unification $SU(5)$ et $SO(10)$; l’échelle de grande unification étant estimée à $\Lambda \sim 10^{16}$ GeV). Or, en partant des paramètres mesurés avec une grande précision dans les accélérateurs de particules (LEP et Tevatron par exemple), les trois constantes de couplage du groupe de jauge du modèle standard ne convergent pas à l’échelle de grande unification, ce qui peut laisser croire à l’existence d’une nouvelle physique à l’échelle du TeV ou au-delà. Qui plus est, la gravitation, qui ne peut plus être négligée à de telles échelles, n’est pas incluse dans le modèle standard.
- L’origine de la violation de CP, constatée expérimentalement dans le secteur faible et nécessaire à la description de la baryogénèse (conditions de Sakharov pour une asymétrie matière-antimatière), reste à ce jour peu comprise.
- L’origine de la matrice CKM de mélange des saveurs de quarks est inexplicée.
- Le mécanisme de Higgs génère les masses des fermions sans pour autant donner aucune information sur le spectre.
- S’il existe deux échelles d’énergie, une échelle électrofaible et une échelle de grande unification, il est difficile de les relier entre elles dans le cadre du modèle standard : c’est là le problème dit de hiérarchie.
- Les corrections à la masse du Higgs sont quadratiquement divergentes : $\delta m_H^2 \propto \alpha \Lambda^2$, où Λ représente l’échelle d’énergie d’une nouvelle physique. Si cette nouvelle phy-

sique apparaît à l'échelle de grande unification, les corrections à apporter sont dantesques, et l'on doit procéder à un ajustement extrêmement fin des paramètres pour contenir les divergences et assurer une masse $\sim 0.1-1$ TeV pour le Higgs à l'échelle électrofaible. De plus, prendre une masse nulle pour le boson de Higgs n'augmente pas la symétrie de la théorie, contrairement au cas des fermions pour lesquels les corrections aux masses sont contrôlées par la symétrie chirale.

- D'aucuns pensent aussi que le modèle standard contient trop de paramètres libres, ce qui ne va pas dans le sens d'une théorie fondamentale simple et unique pour décrire l'Univers.

Plusieurs voies peuvent être envisagées pour résoudre ces problèmes; citons par exemple :

- Considérer des alternatives au boson de Higgs en tant que particule fondamentale (technicouleur, préons, condensats fermions-antifermions).
- Considérer des extensions du modèle standard incluant de nouvelles symétries (voire de nouvelles dimensions); c'est dans ce type de démarche que s'inscrivent les théories supersymétriques, de grande unification, des cordes (théories avec dimensions supplémentaires).

Le second point fera l'objet de la prochaine section, où l'extension minimale du modèle standard sera succinctement développée.

3.2 Extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM)

3.2.1 Introduction à la supersymétrie

La supersymétrie (SUSY) a été historiquement introduite dans les théories de cordes car seule symétrie fondamentale rendant possible l'intégration de la gravité aux autres interactions fondamentales. C'est une symétrie entre bosons et fermions qui permet de les appairer dans des (super)multiplets. Néanmoins, élargir le modèle standard à cette symétrie ne consiste pas à relier bosons et fermions existants, mais plutôt à introduire pour chaque champ bosonique ou fermionique un (super)partenaire fermionique ou bosonique. Les principaux intérêts de cette gymnastique mathématique sont de pallier les défauts du modèle standard, et plus particulièrement :

- résoudre le problème de hiérarchie du fait que les contributions fermioniques et bosoniques dans les corrections à la masse du Higgs s'annulent ;
- permettre l'émergence d'une théorie plus naturelle où le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible se fait de façon radiative ;
- permettre l'unification des couplages à l'échelle de grande unification ;
- inclure la gravité dans un modèle de physique des particules si l'on considère l'invariance locale de la supersymétrie.

Nous tâcherons de mettre ces points en relief au cours de cette section.

La supersymétrie est donc une symétrie entre bosons et fermions. Elle consiste mathématiquement en l'élargissement du groupe de Poincaré à des générateurs fermio-

niques Q commutant avec les translations. Ainsi, aux générateurs :

$$\begin{aligned} [P_\mu, P_\nu] &= 0 \\ [M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] &= ig_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} - ig_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - ig_{\nu\sigma}M_{\mu\rho} - ig_{\mu\sigma}M_{\nu\rho} \\ [M_{\mu\nu}, P_\rho] &= -ig_{\rho\mu}P_\nu + ig_{\rho\nu}P_\mu \end{aligned}$$

on ajoute :

$$\begin{aligned} [P_\mu, Q_\alpha^I] &= 0 ; [P_\mu, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}^I] = 0 \\ [M_{\mu\nu}, Q_\alpha^I] &= i(\sigma_{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_\beta^I ; [M_{\mu\nu}, \bar{Q}^{I\dot{\alpha}}] = i(\bar{\sigma}_{\mu\nu})^{\dot{\alpha}}_{\dot{\beta}} \bar{Q}^{I\dot{\beta}} \end{aligned} \quad (3.6)$$

où :

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{4}(\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu - \sigma^\nu \bar{\sigma}^\mu)$$

(les σ^μ étant les matrices de Pauli).

Q_α^I et $\bar{Q}^{I\dot{\alpha}}$ obéissent à des relations d'anticommutation fermioniques :

$$\{Q_\alpha^I, \bar{Q}_{\dot{\beta}}^J\} = 2\sigma_{\alpha\dot{\beta}}^\mu P_\mu \delta^{IJ} \quad (3.7)$$

Dans le groupe de Poincaré, à chaque représentation irréductible correspond une particule élémentaire, alors qu'en supersymétrie, une représentation irréductible correspond à un supermultiplet, *i.e.* à plusieurs particules de spins différents (associées à des représentations différentes du groupe de Poincaré). Le passage de l'une à l'autre se fait grâce à l'opérateur Q (respectivement \bar{Q}) par saut de spin, $S - 1/2$, (respectivement $S + 1/2$).

On peut énoncer trois propriétés principales :

- Toutes les particules appartenant au même supermultiplet (c'est-à-dire à la même représentation irréductible) ont la même masse (ce qui paraît plus intuitif si l'on remarque que P^2 est un opérateur de Casimir).
- Compte tenu de l'algèbre supersymétrique décrite par l'équation 3.7, la supersymétrie est une théorie d'énergie positive ².
- Un supermultiplet contient autant de degrés de liberté bosoniques que fermioniques.

Néanmoins, cette nouvelle symétrie fondamentale n'existe pas à l'échelle électrofaible (aucune symétrie exacte de charge et de masse n'a été mise en évidence entre bosons et fermions) : elle doit donc avoir été brisée, sans cependant que les améliorations qu'elle apporte ne disparaissent. Pour l'heure, aucun mécanisme de brisure ne conduit à un modèle phénoménologique, l'inconvénient majeur étant la génération quasi-automatique d'une règle de somme, $\sum_{\text{fermions}} m_i^2 = \sum_{\text{bosons}} m_i^2$, difficile à satisfaire. C'est la raison pour laquelle la supersymétrie se trouve en général brisée par des termes *ad hoc* dans les modèles phénoménologiques, que l'on qualifie de termes de brisure douce. Cette appellation provient du fait que ces termes permettent de maintenir sous contrôle les divergences quadratiques en ne générant pas de saut d'échelle entre superpartenaires.

3.2.2 Lagrangien du MSSM

L'extension minimale supersymétrique du modèle standard consiste à prendre un nombre $N = 1$ de générateurs de supersymétrie Q . Le modèle standard ne possédant

²Avec l'équation 3.7, on a $E_0 = \langle 0|P_0|0 \rangle = \frac{1}{4} \sum_\alpha \langle 0|\{Q, \bar{Q}\}|0 \rangle = \frac{1}{4} \sum_\alpha |Q_\alpha|0 \rangle|^2 \geq 0$.

Champs	Bosons	Fermions	$SU_c(3)$	$SU_L(2)$	$U_Y(1)$
Jauge $\hat{\mathbf{G}}^a$ $\hat{\mathbf{V}}^k$ $\hat{\mathbf{V}}'$	gluon g^a faible W^k (W^\pm, Z) hypercharge B (γ)	gluino \tilde{g}^a wino, zino \tilde{W}^k (\tilde{W}^\pm, \tilde{z}) bino $\tilde{B}(\tilde{\gamma})$	8 1 1	0 3 1	0 0 0
Matière $\hat{\mathbf{L}}_i$ $\hat{\mathbf{e}}_i$ $\hat{\mathbf{Q}}_i$ $\hat{\mathbf{u}}_i$ $\hat{\mathbf{d}}_i$	sleptons $\left\{ \begin{array}{l} \tilde{L}_i = (\tilde{\nu}, \tilde{e})_L \\ \tilde{e}_i = \tilde{e}_R \end{array} \right.$ squarks $\left\{ \begin{array}{l} \tilde{Q}_i = (\tilde{u}, \tilde{d})_L \\ \tilde{u}_i = \tilde{u}_R \\ \tilde{d}_i = \tilde{d}_R \end{array} \right.$	leptons $\left\{ \begin{array}{l} L_i = (\nu, e)_L \\ e_i = e_R^c \end{array} \right.$ quarks $\left\{ \begin{array}{l} Q_i = (u, d)_L \\ u_i = u_R^c \\ d_i = d_R^c \end{array} \right.$	1 1 3 3* 3*	2 1 2 1 1	-1 2 1/3 -4/3 2/3
Higgs $\hat{\mathbf{H}}_1$ $\hat{\mathbf{H}}_2$	Higgs $\left\{ \begin{array}{l} H_1 \\ H_2 \end{array} \right.$	higgsinos $\left\{ \begin{array}{l} \tilde{H}_1 \\ \tilde{H}_2 \end{array} \right.$	1 1	2 2	-1 1

TAB. 3.1 – Table des superchamps du MSSM et de leurs contenus standard et supersymétrique.

pas le même nombre de degrés de liberté bosoniques que fermioniques, on doit associer à chaque champ un superpartenaire (bosonique pour les fermions, fermionique pour les bosons, cf. tableau 3.1). L'élaboration du MSSM nécessite la prise en compte de :

- un groupe de symétrie locale identique à celui du modèle standard : $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$;
- un contenu en particules : trois générations de leptons et de quarks, douze bosons de jauge, deux doublets de Higgs ; leurs superpartenaires (un par degré de liberté) : respectivement les sleptons, squarks, jauginos et higgsinos ;
- l'intégration de la brisure de supersymétrie caractérisée par des termes de brisure douce ;
- une symétrie discrète et exacte appelée R-parité.

Formulons ici deux remarques. La première tient à la présence de deux doublets de Higgs, à la différence du modèle standard qui n'en contient qu'un. En effet, il faut se souvenir que dans le modèle standard, les quarks de types *up* et *down* se couplent respectivement à H et \tilde{H} (voir équation 3.3). En revanche, dans le superpotentiel, un superchamp chiral ne peut apparaître avec son adjoint. C'est la raison pour laquelle un second doublet est nécessaire. On peut montrer par ailleurs que la présence du second doublet permet d'éviter l'apparition d'anomalies quantiques de jauge. La seconde remarque tient quant à elle à l'introduction de la R-parité. Il s'agit d'une symétrie discrète qui, lorsqu'elle est conservée, garantit la conservation des nombres leptonique et baryonique. Elle est définie par l'expression suivante :

$$R_P = (-1)^{2S+3(B-L)} \quad (3.8)$$

où S , B , et L sont respectivement les nombres quantiques de spin, bosonique et leptonique.

La conservation de la R-parité a des conséquences très importantes en cosmologie, plus précisément sur le contenu matériel de l'Univers. Elle assure en effet la stabilité de la

particule supersymétrique la plus légère avec $R = -1$. Si la supersymétrie à R-parité conservée est la théorie au-delà du modèle standard, alors il doit forcément rester des reliquats primordiaux de cette particule. Nous reviendrons sur ce point au cours du § 3.3, destiné à la description du neutralino. Notons toutefois que cette contrainte en R-parité peut être abandonnée dès lors que l'on assure une durée de vie cosmologique au proton.

La substance d'un lagrangien supersymétrique minimal se trouve dans le dit superpotentiel et le potentiel de Kähler (qui décrit le secteur de jauge). Le superpotentiel détermine entièrement les masses et couplages des champs de matière. Il s'écrit avec les champs du tableau 3.1 selon :

$$\mathcal{W} = -\mu \hat{H}_1 \hat{H}_2 + \sum_{i,j} \left(\epsilon^{ab} (\hat{H}_1^a h_e^{ij} \hat{L}_{Li}^b \hat{e}_{Rj} + \hat{H}_1^a h_d^{ij} \hat{Q}_{Li}^b \hat{d}_{Rj} - \hat{H}_2^a h_u^{ij} \hat{Q}_{Li}^b \hat{u}_{Rj}) \right) \quad (3.9)$$

où les indices i et j dissocient les trois générations, et avec :

- μ : paramètre de masse higgsino ;
- h : matrices de couplages de Yukawa associées aux matrices de masses selon :
 - $h_e = \frac{g}{\sqrt{2}m_W \cos\beta} M_e$;
 - $h_d = \frac{g}{\sqrt{2}m_W \cos\beta} M_d$;
 - $h_u = \frac{g}{\sqrt{2}m_W \cos\beta} M_u$;
- où l'angle β est défini selon $\tan\beta = \frac{\langle H_2 \rangle}{\langle H_1 \rangle}$;
- ϵ^{ab} : tenseur antisymétrique associé au groupe de jauge $SU(2)_L$ (la contraction sur les indices de couleur est implicite).

On associe au superpotentiel le lagrangien :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{W}} = - \sum_i \left| \frac{\partial \mathcal{W}}{\partial \phi_i} \right|^2 - \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left(\frac{\partial^2 \mathcal{W}}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \psi_i \psi_j + c.c. \right) \quad (3.10)$$

où les ϕ_i et ψ_i sont respectivement des champs scalaires et fermioniques ³.

Aussi peut-on écrire le lagrangien du MSSM. Il se décompose en plusieurs parties :

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_{\text{cinétique}} + \mathcal{L}_{\text{coupl.minimal}} + \mathcal{L}_{\mathcal{W}} + \mathcal{L}_{\text{bris.douce}} \quad (3.11)$$

où $\mathcal{L}_{\text{bris.douce}}$ est le terme de brisure douce permettant de briser la supersymétrie tout en contrôlant les divergences quadratiques qui apparaissent dans les corrections radiatives à la masse du Higgs. La brisure douce s'exprime à l'aide d'un lagrangien effectif qui ne tient pas compte de son origine, et qui contient les termes de masse des champs scalaires et des champs de jauginos :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{bris.douce}} &= -m_1^2 |H_1|^2 - m_2^2 |H_2|^2 + m_3^2 \epsilon^{ij} (H_1^i H_2^j + c.c.) \\ &- \tilde{Q}_{Li}^\dagger M_{\tilde{Q}ij}^2 \tilde{Q}_{Lj} - \tilde{u}_{Ri}^\dagger M_{\tilde{u}ij}^2 \tilde{u}_{Rj} - \tilde{d}_{Ri}^\dagger M_{\tilde{d}ij}^2 \tilde{d}_{Rj} \\ &- \tilde{L}_{Li}^\dagger M_{\tilde{L}ij}^2 \tilde{L}_{Lj} - \tilde{e}_{Ri}^\dagger M_{\tilde{e}ij}^2 \tilde{e}_{Rj} \\ &+ H_2 \tilde{Q}_{Li} (h_u A_u)_{ij} \tilde{u}_{Rj} - H_1 \tilde{Q}_{Li} (h_d A_d)_{ij} \tilde{d}_{Rj} - H_1 \tilde{L}_{Li} (h_e A_e)_{ij} \tilde{e}_{Rj} \\ &- \frac{1}{2} [M_1 \tilde{B} \tilde{B} + M_2 \tilde{W}^a \tilde{W}^a + M_3 \tilde{G}^a \tilde{G}^a] \end{aligned} \quad (3.12)$$

³La seule prise en compte de la dépendance du superpotentiel aux champs scalaires peut paraître surprenante, mais cela vient d'une particularité due à la supersymétrie : en effet, l'intégration sur les variables grassmanniennes (servant à étendre l'algèbre de Poincaré à l'algèbre supersymétrique) correspond précisément à une dérivation par rapport aux champs scalaires pour le superpotentiel (on a $\mathcal{L} = \int d\theta^2 W$).

où les m_i^2 ($i = 1, 2, 3$) sont les paramètres de la matrice de masse des champs de Higgs; M_Q^2 , M_u^2 , M_d^2 , M_L^2 , et M_e^2 sont des matrices hermitiques 3×3 dans l'espace des générations; les M_i sont les masses des jauginos ($i = 1, 2, 3$ respectivement pour $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$); les A sont des matrices de couplages trilineaires. Notons que ce lagrangien conserve la R-parité.

Ainsi formulé, le lagrangien du MSSM permet de décrire la physique correspondant aux échelles pour lesquelles la supersymétrie est brisée, c'est-à-dire généralement en-deçà de l'échelle de grande unification.

3.2.3 Brisure de la symétrie électrofaible

La brisure de la symétrie électrofaible était réalisée par le mécanisme de Higgs dans le modèle standard, où l'on imposait au champ de Higgs une valeur moyenne non nulle dans le vide. Dans le cadre supersymétrique, ce mécanisme est dynamique. En effet, le potentiel de Higgs du MSSM s'écrit au plus bas ordre :

$$V_{\text{Higgs}} = (m_1^2 + \mu^2)H_1^\dagger H_1 + (m_2^2 + \mu^2)H_2^\dagger H_2 - m_3^2 \epsilon^{ij} (H_1^i H_2^j + c.c.) \quad (3.13)$$

$$+ \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2)^2 + \frac{g^2}{2}|H_1^\dagger H_2|^2$$

où μ provient du superpotentiel, et les m_i du lagrangien de brisure douce. Posons, pour $i = 1, 2$:

$$\tilde{m}_i^2 \equiv m_i^2 + \mu^2 \quad (3.14)$$

La brisure de la symétrie électrofaible est provoquée par le fait que les doublets de Higgs ont des valeurs moyennes non nulles dans le vide :

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

$$\langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

où v_1 et v_2 sont positives si les phases des champs de Higgs sont choisies de telle sorte que les paramètres de masse m_i^2 soient réels.

Le potentiel devient alors dans le vide :

$$V_{\text{Higgs}} = \mathbf{v}^T \mathcal{M}^2 \mathbf{v} + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)[v_1^2 - v_2^2]^2 \quad (3.17)$$

où :

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} v_1 \\ -v_2 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} \tilde{m}_1^2 & m_3^2 \\ m_3^2 & \tilde{m}_2^2 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

Afin de briser convenablement la symétrie électrofaible, ce potentiel doit satisfaire deux conditions, notées \mathcal{C}_1 et \mathcal{C}_2 . La première, dite condition de stabilité, stipule que le potentiel doit être borné inférieurement lorsque $v_1 = v_2$, ce qui donne :

$$\mathcal{C}_1 = \tilde{m}_1^2 + \tilde{m}_2^2 - 2m_3^2 \geq 0 \quad (3.20)$$

La seconde est directement en rapport avec la brisure. En effet, V doit être négatif pour briser la symétrie. Le seul terme pouvant avoir une valeur négative est $v^T \mathcal{M}^2 v$. Comme sa valeur minimale est donnée par sa plus petite valeur propre, cette dernière doit nécessairement être négative. Cela implique que :

$$\mathcal{C}_2 = \det \mathcal{M}^2 = m_1^2 m_2^2 - m_3^4 < 0 \quad (3.21)$$

La façon dont la brisure électrofaible est reliée à la brisure de la supersymétrie est ici explicite. En effet, on peut remarquer qu'à la limite supersymétrique, tous les paramètres de masse du lagrangien de brisure douce deviennent nuls ; la condition \mathcal{C}_2 ne peut par conséquent être remplie, et la symétrie électrofaible ne peut être brisée. La supersymétrie doit donc impérativement être brisée à l'échelle électrofaible. En revanche, si l'on se place à l'échelle de grande unification, il n'en est plus de même. C'est l'évolution des équations du groupe de renormalisation qui va permettre aux masses m_i^2 de générer des valeurs moyennes non-nulles pour les champs neutres H_1 et H_2 . C'est ce que l'on nomme "brisure radiative" de la symétrie électrofaible.

On utilise généralement la masse du boson Z^0 pour fixer la brisure de symétrie électrofaible. En effet, on doit avoir à l'échelle électrofaible :

$$M_{Z^0}^2 = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_1^2 + v_2^2) \quad (3.22)$$

Avec l'angle β défini selon $\tan(\beta) \equiv v_2/v_1$, et en considérant les deux conditions de minimalité $\partial V/\partial v_i$, on a donc :

$$m_3^2 = \frac{1}{2}(\tilde{m}_1^2 + \tilde{m}_2^2) \sin(2\beta) \quad (3.23)$$

Finalement :

$$\frac{1}{2}M_{Z^0} = \frac{m_1^2 - m_2^2 \tan \beta}{\tan \beta - 1} - |\mu|^2 \quad (3.24)$$

Une limite intéressante concerne les grandes valeurs de $\tan \beta$ ($> 5 - 10$), pour lesquelles :

$$\frac{1}{2}M_{Z^0} \simeq -m_2^2 - |\mu|^2 \quad (3.25)$$

Ce sont les équations du groupe de renormalisation qui vont permettre d'étudier la brisure dynamique de la symétrie électrofaible. La dépendance de la masse du Z^0 en les paramètres de masse du secteur de Higgs pourrait laisser penser que cette échelle de brisure est unique (l'évolution de ces paramètres est une fonction logarithmique de l'échelle en énergie), mais ça n'est plus le cas si l'on rajoute les ordres supérieures (ces derniers sont invariants d'échelle). On peut remarquer dans l'équation précédente que la brisure de la symétrie électrofaible est amenée par la négativité de m_2^2 . Ceci se trouve illustré sur la figure 3.1.

Ainsi est défini le MSSM. On peut remarquer que le nombre de paramètres libres est très important (*cf.* l'expression du superpotentiel), 124 au total, ce qui est loin d'être satisfaisant. Il est possible de réduire drastiquement ce nombre moyennant quelques hypothèses d'unification, et surtout en caractérisant mieux l'origine de la brisure de la supersymétrie. C'est ce que nous verrons dans la prochaine section.

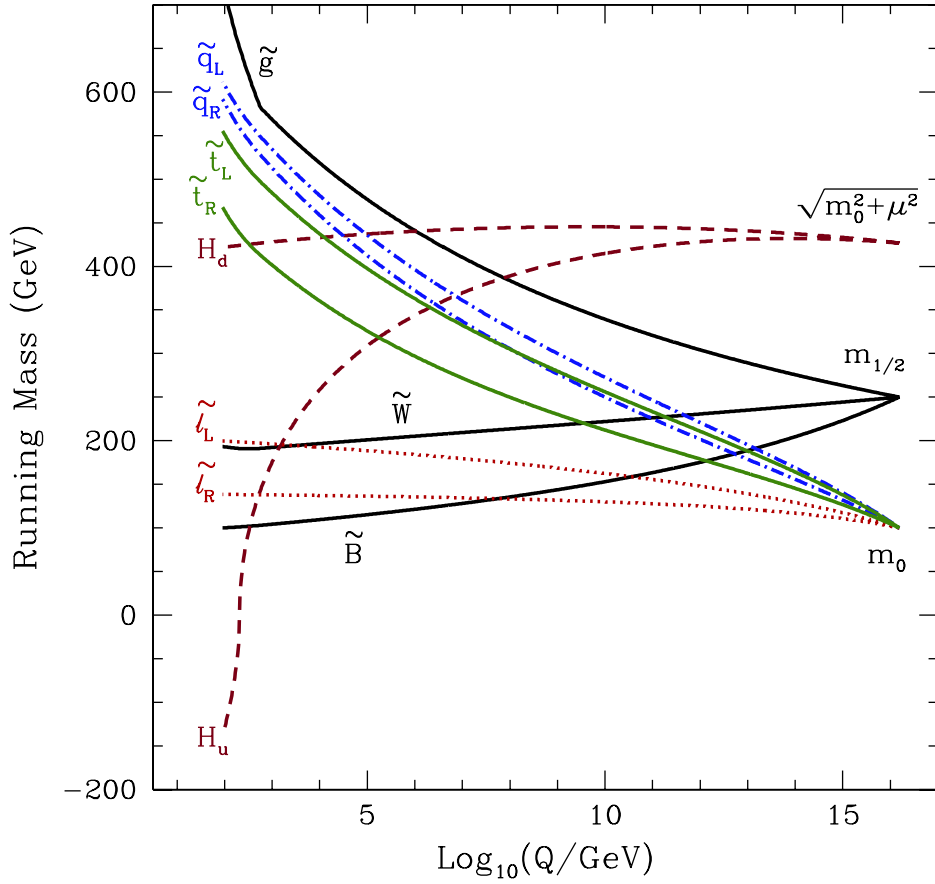


FIG. 3.1 – Évolution des paramètres de masse supersymétriques de l'échelle de grande unification à l'échelle électrofaible pour un modèle de supergravité minimale (issue des équations du groupe de renormalisation). Le paramètre H_u est le paramètre de masse m_2^2 de l'équation 3.25. Les autres paramètres correspondent aux champs référencés dans le tableau 3.1. Dans leur évolution vers l'échelle électrofaible, les masses des superpartenaires vont subir deux effets contraires : une augmentation due aux couplages de jauge, et une diminution due aux couplages de Yukawa. C'est ce qui explique pourquoi les superpartenaires interagissant fortement (respectivement faiblement) ont des masses lourdes (plus légères) à l'échelle électrofaible. En supergravité minimale, les superpartenaires les plus légers sont donc généralement les binos (fermions) ou les sleptons droits (scalaires). H_u devient négatif du fait d'un couplage de Yukawa au top assez important, alors que les autres paramètres voient cet effet compensé par les couplages de jauge : c'est la raison pour laquelle seule la symétrie électrofaible est brisée dans ce contexte. Cette figure est extraite de [32].

3.2.4 MSSM contraint : supergravité minimale et autres scénarii

Si la brisure de la supersymétrie n'est pas une science achevée, son origine peut toutefois avoir des conséquences phénoménologiques importantes. En particulier, un scénario de brisure peut permettre d'établir des corrélations entre certains paramètres, et réduire de fait le nombre de paramètres libres du MSSM. Afin de préserver les invariances usuelles

imposées à la théorie résultante, la supersymétrie doit être spontanément brisée au moyen d'un champ scalaire. Nous verrons dans cette partie plusieurs possibilités de contraindre le MSSM, et nous nous focaliserons davantage sur la supergravité minimale, paradigme le plus courant et choisi dans le cadre de nos études sur la matière noire.

a) Supergravité minimale (mSUGRA)

On parle de supergravité (SUGRA) lorsque l'on considère l'invariance locale de la supersymétrie. En effet, l'algèbre supersymétrique inclut génériquement les opérateurs de translation d'espace-temps P_μ (*cf.* équation 3.6) : la gravité se trouve donc nécessairement incluse dans ce nouveau paradigme, et avec elle de nouveaux champs. Nous allons tâcher ici d'en expliquer succinctement les fondements et les conséquences.

Le fait qu'il soit très difficile de construire une théorie phénoménologique brisant spontanément la supersymétrie à l'échelle électrofaible (EF) a amené l'élaboration de modèles dans lesquels cette brisure provient d'un secteur caché à une échelle $\Lambda \gg \Lambda_{\text{EF}}$ (par opposition à un secteur observable dans lequel se trouvent les particules standard et leurs superpartenaires). Ces deux secteurs peuvent interagir et communiquer par effet purement gravitationnel, aussi $\Lambda \simeq \Lambda_{\text{Planck}}$; il s'agit donc ici d'une théorie qui unifie la gravité aux autres interactions fondamentales. La brisure spontanée d'une symétrie de jauge se caractérise par l'apparition d'un boson de Goldstone et celle de la supersymétrie par l'apparition d'un fermion de masse nulle, le goldstino. Ce dernier se trouve absorbé, grâce à un mécanisme "super-Higgs", par le superpartenaire du graviton (spin 2), le gravitino (spin 3/2). Notons toutefois que le fait que la supergravité ne soit pas renormalisable impose de définir une échelle limite caractérisée par $\Lambda_{\text{SUGRA}} \sim M_{\text{Pl}}$.

Le terme de supergravité minimale (mSUGRA) est utilisé pour décrire un modèle de supergravité effectif grâce auquel les paramètres de brisure douce de la supersymétrie deviennent quasiment indépendants du secteur caché, de telle sorte que le lagrangien à l'échelle électrofaible puisse être décrit avec très peu de paramètres. On prend une hypothèse d'universalité à l'échelle Λ_{SUGRA} . En particulier, les paramètres de masse des scalaires m_i sont tous égaux à m_0 . Par ailleurs, on ne considère qu'un couplage universel trilineaire A , et l'on impose l'égalité des masses des composantes jauginos, $m_{1/2}$. Ainsi, on peut voir ce modèle comme un modèle supersymétrique universel à haute énergie (à l'échelle Λ_{SUGRA}) et muni d'un secteur de brisure douce de la supersymétrie. Toutes les composantes à basse énergie sont reliées aux composantes fondamentales par le biais des équations de renormalisation. On retrouve donc à basse échelle un modèle indépendant de la partie universelle, le MSSM. Toutes ces hypothèses permettent de décrire entièrement la physique du modèle avec seulement cinq paramètres : m_0 , $m_{1/2}$, $\tan\beta$, A_0 et le signe de μ .

Ce principe d'universalité a des conséquences importantes en ce qui concerne les masses des jauginos à l'échelle électrofaible. En effet, on a dans ce cas les relations suivantes :

$$M_1 \simeq 0.43m_{1/2} \quad ; \quad M_2 \simeq 0.84m_{1/2} \quad ; \quad M_3 \simeq 3m_{1/2} \quad (3.26)$$

$$M_1 = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W M_2 = \frac{5\alpha_{em}}{3\alpha_s \cos^2 \theta_W} M_3 \quad (3.27)$$

qui auront leur importance dans la caractérisation des neutralinos (*cf.* § 3.3).

b) Autres scénarii

La liste présentée ici est non exhaustive, mais résume les types principaux de brisure de la supersymétrie.

– Brisure via le secteur de jauge : *GMSB Gauge Mediated SUSY Breaking*

Dans ces modèles, la brisure provient des corrections radiatives apportées par les superchamps messagers se couplant au secteur de jauge du MSSM. Elle se situe à une échelle en énergie relativement basse de ~ 100 TeV, et la particule supersymétrique la plus légère est, dans ce cadre, le gravitino. Sa masse peut être alors de l'ordre du keV.

– Brisure via les anomalies quantiques : *AMSB Anomaly Mediated SUSY Breaking*

Ces modèles proviennent des théories dites *D-branes* qui considèrent des dimensions supplémentaires. On peut alors se trouver dans une situation où la physique standard est décrite sur une membrane particulière, alors qu'un secteur caché évolue sur une autre membrane. L'interaction gravitationnelle permet de relier les deux secteurs, et la supersymétrie peut être brisée par les anomalies affectant les champs messagers. Dans ces modèles, la particule supersymétrique la plus légère est souvent le neutralino, qui est alors de type wino (*cf.* § 3.3 pour la description des types).

3.3 Le neutralino : un candidat supersymétrique à la matière noire

Nous venons de définir un cadre phénoménologique avec l'extension minimale supersymétrique du modèle standard. Ce modèle doit nous permettre de déterminer un spectre de particules ainsi que leurs couplages. En effet, une fois la symétrie électrofaible brisée dans le MSSM, les champs munis de nombres quantiques $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ différents peuvent se mélanger s'ils ont les mêmes nombres $SU(3)_c \otimes U(1)_{em}$ et de spin. Notre travail est basé sur l'étude de la particule supersymétrique la plus légère (LSP pour *lightest supersymmetric particle*), qui, compte tenu de la conservation de la R-parité, doit être stable. Bien que cette particule puisse être de nature différente selon la zone des paramètres supersymétriques considérée, nous nous focaliserons ici sur le neutralino en supergravité minimale.

Ainsi, cette section est destinée à la phénoménologie du neutralino. Afin d'illustrer au mieux notre propos, nous utiliserons le cas échéant les outils numériques Suspect [35] et DarkSusy [34] qui seront décrits plus explicitement dans le chapitre suivant (§ 4.4.1).

3.3.1 Matrice de masse et contenu en champs

On peut regrouper les champs de jauginos (bino \tilde{B} et wino \tilde{W}) et de higgsinos (\tilde{H}_1^0 et \tilde{H}_2^0), qui sont les superpartenaires fermioniques des bosons de jauge et de Higgs. Ces états sont à l'origine de quatre fermions de Majorana, les neutralinos, qui, dans la base

$(\tilde{B}, \tilde{W}, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0)$, sont les états propres de la matrice symétrique de masse :

$$M_0 = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos\beta s_W & M_Z \sin\beta s_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos\beta c_W & -M_Z \sin\beta c_W \\ -M_Z \cos\beta s_W & M_Z \cos\beta c_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin\beta s_W & -M_Z \sin\beta c_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

où $s_W = \sin\theta_W$ et $c_W = \cos\theta_W$.

Ainsi, les masses des neutralinos sont déterminées par quatre paramètres : M_1 , M_2 , μ , et $\tan\beta = v_2/v_1 = \langle H_2^0 \rangle / \langle H_1^0 \rangle$. Par ailleurs, comme le terme lagrangien qui décrit les masses des neutralinos est :

$$\mathcal{L}_0 = \frac{1}{2}(\psi^0)^T M_0 \psi^0 + c.c., \quad (3.29)$$

alors la description des états physiques doit se faire dans une base dans laquelle M_0 est diagonale. On définit donc les états propres de masse comme :

$$\tilde{\chi}_i^0 = N_{ij} \psi_j^0 \quad (3.30)$$

tels que :

$$M_D = N^* M_0 N^\dagger \quad (3.31)$$

soit diagonale (méthode de diagonalisation perturbative).

Cela conduit à quatre états propres correspondant à quatre neutralinos dont on considèrera seulement le plus léger, soit $\tilde{\chi}_1^0$ (par abus de langage : *le* neutralino ci-après). On peut dès lors exprimer une nouvelle quantité permettant de mesurer le contenu en jauginos (\tilde{B}, \tilde{W}) selon :

$$Z_J = |N_{11}|^2 + |N_{12}|^2 \leq 1 \quad (3.32)$$

Cette quantité permet de caractériser le neutralino. En effet, son contenu en champs influera sur ses interactions avec les autres particules du MSSM (incidence donc sur les sections efficaces). Il sera de type jaugino (respectivement higgsino) pour une grande (faible) valeur de Z_J , et de type mélangé sinon.

Dans le paradigme de supergravité minimale, $M_1 < M_2$ (*cf.* équation 3.26). L'échelle électrofaible étant fixée en ajustant $|\mu|$ sur la masse du boson Z^0 selon l'équation 3.25, deux cas se présenteront : le neutralino sera de type jaugino si $M_1 \ll |\mu|$, et sera de type mélangé sinon. Cela dépendra plus précisément du paramètre m_0 qui va rendre m_2^2 d'autant plus négatif que sa valeur sera grande. Pour $m_0 < 1$ TeV, on aura généralement $M_1 < |\mu|$ (*cf.* figure 3.1). Pour des valeurs de m_0 au-delà du TeV, μ devra dans ce cas ajuster la masse du Z^0 en prenant des valeurs plus faibles, et sera de fait de l'ordre de M_1 . Ces scénarii à grande masse scalaire m_0 sont appelés modèles à échelle focalisée, dès lors que l'échelle de brisure électrofaible devient indépendante de m_0 (*focus point* [33]).

3.3.2 Principaux canaux d'annihilation

Les masses typiques des neutralinos (~ 10 - 1000 GeV) en font des particules non-relativistes aujourd'hui. De même, les sections efficaces d'annihilation associées sont telles

que les neutralinos se découplent du plasma primordial lorsqu'ils sont non-relativistes. De fait, considérer une annihilation au repos est une approximation suffisante dans un cadre phénoménologique. Nous décrivons donc ici l'onde S des principaux canaux d'annihilation du neutralino au plus bas ordre de la théorie de perturbation. On pourra trouver une description plus complète dans [37].

L'annihilation de neutralinos se fait principalement en deux fermions $f\bar{f}$ dans l'état final, avec soit échange de bosons Z^0 ou de Higgs (pseudo-scalaire A) en voie s , soit échange de sfermions \tilde{f} en voie t .

Drees *et al.* [37] expriment les amplitudes en considérant deux cas extrêmes : (i) le neutralino est purement bino (ii) le neutralino est purement higgsino. L'onde S est donnée dans ce cadre par :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_S(\chi\chi \rightarrow f\bar{f})_{\text{bino}} \propto & g'^2 m_f \left\{ c_1 \frac{m_\chi}{m_{\tilde{f}}^2 + m_\chi^2} Y_f^2 + c_2 \frac{M_{Z^0}^2}{M_1^2 - \mu^2} \frac{m_\chi}{M_{Z^0}^2} + \right. \\ & \left. c_3 \frac{1}{(M_1 + \mu)} \frac{m_\chi^2}{(4m_\chi^2 - m_A^2 + im_A \Gamma_A)} \right\} \end{aligned} \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_S(\chi\chi \rightarrow f\bar{f})_{\text{higgsino}} \propto & (g^2 + g'^2) m_f \left\{ (c'_1 \frac{M_{Z^0}}{\mu + M} + c''_1 \frac{m_f}{M_{Z^0}}) \frac{m_\chi}{m_{\tilde{f}}^2 + m_\chi^2} + c'_2 \frac{M_{Z^0}^2}{\mu M} \frac{m_\chi}{M_{Z^0}^2} + \right. \\ & \left. c'_3 \frac{1}{(M_1 + \mu)} \frac{m_\chi^2}{(4m_\chi^2 - m_A^2 + im_A \Gamma_A)} \right\} \end{aligned} \quad (3.34)$$

où l'on lit respectivement de gauche à droite les contributions du sfermion, du Z^0 et du Higgs. g et g' sont les couplages de jauge $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$, Y_f est le couplage de Yukawa, et les coefficients c_i et c'_i sont des constantes numériques d'ordre 1 ($i = 1, 2$). c_3 et c'_3 sont les couplages du Higgs aux fermions.

La dépendance en la masse du fermion sortant provient d'une part de la conservation de la symétrie chirale par le couplage au Z^0 , et d'autre part de la dépendance explicite des couplages de Yukawa en la masse du fermion (restauration de la symétrie chirale pour des masses de fermions nulles). Cela implique que l'onde S du développement de $\langle \sigma v \rangle (\chi\chi \rightarrow f\bar{f})$ en vitesse est toujours proportionnelle à la masse du fermion sortant.

On peut donner une lecture des équations ci-dessus canal par canal :

– **(i) Z^0 en voie s**

Rappelons ici que le neutralino ne couple au Z^0 qu'à travers son contenu en higgsino, ce qui se quantifie au niveau des couplages c_2 et c'_2 . On aura par conséquent $c_2 \ll c'_2$. De même, le paramètre μ sera d'autant plus grand devant M_1 que le neutralino sera bino : la contribution due au Z^0 est donc doublement supprimée pour les neutralinos de type bino. En revanche, elle sera très efficace pour des neutralinos de type higgsino du fait de la masse relativement faible du Z^0 par rapport aux particules supersymétriques. Du reste, ce canal peut avoir dans ce cas une contribution importante en cas de co-annihilation avec les neutralinos plus lourds.

– **(ii) A en voie s**

Les couplages c_3 et c'_3 proviennent du terme d'interaction de jauge Higgs-higgsino-jaugino, et la contribution bino est donc équivalente à la contribution higgsino. En revanche, on distingue la production de fermions de type *down* pour lesquels apparaît

un facteur d'augmentation $\propto \tan \beta$, de celle des fermions de type *up* pour lesquels il s'agit d'un facteur de suppression $\propto (\tan \beta)^{-1}$.

– **(iii) \tilde{f} en voie t**

Ce canal est en principe toujours important pour des neutralinos de type bino, mais se trouve généralement supprimé par les grandes masses des sfermions. Il est même fortement supprimé pour des neutralinos de type higgsino, d'une part à cause d'une composante en jaugino ténue (couplages de jauge), et d'autre part par les faibles couplages de Yukawa pour les fermions légers ($\propto (m_f/M_{Z^0})^2$). Cet effet est amoindri pour le quark *top*.

En résumé, la production de fermions dans l'état final se fera davantage par échange de Z^0 et de A en voie s , et d'autant plus que le contenu en champs higgsinos sera important.

Il existe bien évidemment d'autres produits d'annihilation, qui sont généralement moins favorisés, mais peuvent jouir d'un rapport d'embranchement plus important pour des grandes masses de neutralinos : on citera par exemple la production de vecteurs et/ou de scalaires dans l'état final (W^+W^- par échange de chargino en voie t ou de boson de Higgs ou Z^0 en voie s ; Z^0Z^0 par échange de neutralino lourd en voie t ou boson de Higgs ou Z^0 en voie s ; Z^0h par échange de neutralino lourd en voie t ou de A ou Z^0 en voie s ; hh par échange de neutralino lourd en voie t ou de Higgs en voie s).

3.3.3 Contraintes issues des expériences de haute énergie

Les recherches expérimentales menées dans les accélérateurs de particules depuis bientôt quatre décennies ont conduit à de remarquables mesures de précision. Ces résultats doivent être aussi pris en compte dans le cadre d'une extension quelconque du modèle standard. Ainsi le MSSM se trouve-t-il être déjà très contraint par les expériences de haute énergie, d'une part par des limites inférieures sur le spectre de masse, et d'autre part parce que les nouvelles corrections radiatives dues à l'introduction de particules supersymétriques ne doivent pas modifier les quantités physiques mesurées (spectre de masse, couplages), ni induire des états finals non standard. On trouvera une revue détaillée des contraintes fournies par le LEP dans [38]. Par exemple, la recherche d'effets supersymétriques au LEP a permis de dériver une limite inférieure sur la masse du chargino le plus léger (limite cinématique) de 103.5 GeV.

On peut citer en outre plusieurs processus dans lesquels les corrections radiatives dues à la supersymétrie doivent être sous contrôle, car potentiellement importantes. En particulier, la section efficace de ($b \rightarrow s, \gamma$) ainsi que la contribution supersymétrique au moment magnétique du muon ($g_\mu - 2$) (pour des estimations récentes, voir [39]) sont des quantité sensibles.

3.3.4 Densité relique de neutralinos

Nous nous consacrons dans cette partie à l'étude des contraintes apportées par la cosmologie. Les principes présentés ci-après constituent un pan important de l'ensemble des notions jalonnant ce mémoire, et l'on s'y réfèrera souvent par la suite.

Le neutralino, en tant que particule supersymétrique la plus légère, est stable. Il doit par conséquent en rester une population relique de l'Univers primordial. Ses caractéristiques en font un très bon candidat à la matière noire, comme nous allons le montrer succinctement.

Nous avons vu au chapitre précédent qu'une espèce se découplait du plasma primordial autour d'une température $T_{\text{déc}}$ à laquelle le taux d'expansion était du même ordre que le taux d'interaction de l'espèce considérée. Si l'on englobe dans une section efficace effective σ toutes les interactions d'une particule A , on peut écrire au moment du découplage :

$$(\Gamma_A)_{\text{déc}} = \langle \sigma v \rangle n_A(T_{\text{déc}}) \simeq H(T_{\text{déc}}) \quad (3.35)$$

où n_A est la densité, v la vitesse relative d'interaction à deux corps et H le taux d'expansion donné par l'équation 2.6. Les scénarii de formation des grandes structures semblent favoriser une matière noire froide, *i.e.* non-relativiste au moment de son découplage. Par ailleurs, pour une matière noire interagissant au moins faiblement avec la matière ordinaire, son histoire thermique ne doit pas modifier la nucléosynthèse primordiale. Aussi on attend plutôt un découplage à des températures supérieures au MeV, ce qui nous place dans un Univers dominé par le rayonnement. Enfin, une fois l'espèce découplée, sa densité covolumique est gelée, et la quantité (n_A/s) reste constante ⁴. De fait, avec les équations 2.6, 2.16, 2.17 et 2.23, l'équation précédente peut s'écrire :

$$\left(\frac{n_A}{s}\right)_0 = \left(\frac{n_A}{s}\right)_{T_{\text{déc}}} \simeq \left(\frac{45}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{g_{\text{eff}}^{1/2}}{h_{\text{eff}}}\right)_{T_{\text{déc}}} \frac{y_{A,\text{déc}}}{m_A M_{Pl} \langle \sigma v \rangle} \quad (3.36)$$

où l'indice 0 indique la valeur de la quantité prise aujourd'hui, et $y_A \equiv m_A/T$. Il faut noter que la température de découplage dépend elle-même de la section efficace : plus la section efficace est grande, plus l'espèce découple tard, et donc à plus basse température. Ainsi la densité relique de particules A peut s'écrire :

$$\Omega_A h^2 = \frac{n_{A,0} m_A}{\rho_{\text{crit}}} h^2 \simeq \frac{h^2}{\rho_{\text{crit}}} \left(\frac{45}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{g_{\text{eff}}^{1/2}}{h_{\text{eff}}}\right)_{T_{\text{déc}}} \frac{y_{A,\text{déc}} s_0}{M_{Pl} \langle \sigma v \rangle} \quad (3.37)$$

où $s_0 \simeq 4000 \text{ cm}^{-3}$ aujourd'hui. De façon plus quantitative, on a :

$$\Omega_A h^2 \simeq \left(\frac{y_{A,\text{déc}}}{20}\right) \left(\frac{g_{\text{eff}}^{1/2}/h_{\text{eff}}}{0.1}\right)_{T_{\text{déc}}} \left(\frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}\right) \quad (3.38)$$

Pour une particule A massive de section efficace faible, on a typiquement $y_{A,\text{déc}} \simeq 20$. Pour des masses de l'ordre de 100 GeV, cela correspond à des températures telles que $g_{\text{eff}}^{1/2}/h_{\text{eff}} \simeq 0.1$. On a donc dans ce cadre une densité relique de l'ordre de 1.

Le neutralino est muni de toutes ces caractéristiques, et représente par conséquent un excellent candidat pour la matière noire. Toutefois, on estime plus précisément sa densité relique par la résolution de l'équation de Boltzmann. Le spectre des particules supersymétriques ne se limitant pas au seul neutralino, l'histoire thermique doit aussi prendre

⁴L'entropie s évolue en a^{-3} et définit de fait la taille physique d'un élément de covolume.

en compte l'existence de leur désintégration ⁵ et leurs interactions avec le neutralino. Ainsi, pour N particules supersymétriques χ_i ($i = 0, \dots, N-1$), ordonnées en masse selon $m_0 \leq m_1 \leq \dots \leq m_{N-1}$ (0 est l'indice du neutralino), l'équation de Boltzmann pour l'espèce i s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} = & -3Hn_i - \sum_{j=0}^{N-1} \langle \sigma_{ij} v_{ij} \rangle (n_i n_j - n_i^{\text{éq}} n_j^{\text{éq}}) \\ & - \sum_{\substack{j \neq i \\ j=0}}^{N-1} \left[\langle \sigma_{Xij} v_{ij} \rangle (n_i n_X - n_i^{\text{éq}} n_X^{\text{éq}}) - \langle \sigma_{Xji} v_{ij} \rangle (n_j n_X - n_j^{\text{éq}} n_X^{\text{éq}}) \right] \\ & - \sum_{\substack{j \neq i \\ j=0}}^{N-1} \left[\Gamma_{ij}(n_i - n_i^{\text{éq}}) - \Gamma_{ji}(n_j - n_j^{\text{éq}}) \right] \end{aligned} \quad (3.39)$$

où les $n^{\text{éq}}$ indiquent les densités à l'équilibre thermodynamique. Le premier terme décrit la dilution due à l'expansion ; le second l'annihilation totale de $\chi_i \chi_j$ ⁶ ; le troisième la conversion $\chi_i \rightarrow \chi_j$ par diffusion sur le plasma, et le dernier la désintégration des χ_i sur le spectre supersymétrique. Les produits σv , où v est la vitesse relative, sont moyennés sur les distributions de vitesses (Maxwell-Boltzmann).

En général, le taux de désintégration des particules supersymétriques est suffisamment important pour que seul le neutralino survive aux échelles de temps cosmologiques. Ainsi, la densité de neutralinos pourra s'écrire comme la somme $n_0 = \sum_i n_i$. Les deux derniers termes de l'équation précédente s'annulent par symétrie, et l'on obtient :

$$\frac{dn_0}{dt} = -3Hn_0 - \sum_{j=0}^{N-1} \langle \sigma_{ij} v_{ij} \rangle (n_i n_j - n_i^{\text{éq}} n_j^{\text{éq}}) \quad (3.40)$$

La densité du plasma étant beaucoup plus importante que les densités n_i , c'est la diffusion sur le plasma qui domine sur l'annihilation (les sections efficaces d'annihilation et de diffusion étant du même ordre de grandeur). De fait, quasiment toutes les espèces restent en équilibre thermique avec le plasma, selon $n_i \simeq n_i^{\text{éq}}$. L'équation de Boltzmann devient finalement :

$$\frac{dn_0}{dt} = -3Hn_0 - \langle \sigma_{\text{eff}} v \rangle (n_0^2 - n_{0,\text{éq}}^2) \quad (3.41)$$

où $\langle \sigma_{\text{eff}} v \rangle \equiv \sum_{ij} \langle \sigma_{ij} v_{ij} \rangle (n_i^{\text{éq}} n_j^{\text{éq}}) / n_{0,\text{éq}}^2$ définit une section efficace d'annihilation totale effective.

En pratique, cette équation est résolue numériquement. Il faut toutefois souligner que cette méthode est seulement valide pour des processus thermiques, et qu'il faut procéder autrement si d'autres états supersymétriques se révèlent stables même après le découplage des neutralinos : il est certains cas où l'on peut alors avoir un processus de production non-thermique de neutralinos par désintégration de ces reliques méta-stables, ce qui a pour effet

⁵On fait ici l'hypothèse que la R-parité est conservée, et que le neutralino est la particule supersymétrique la plus légère.

⁶Lorsque $i \neq j$ on parle de coannihilation. Ce processus peut encore être dominant au moment du découplage lorsque la masse du neutralino est relativement proche de celle d'une autre particule supersymétrique [40, 41] (souvent le second neutralino ou le stau).

d'augmenter la densité relique classiquement déterminée par l'équation de Boltzmann. On peut citer l'exemple de la désintégration de Q-balls [42].

La densité relique constitue à elle seule une grande contrainte sur l'espace des paramètres supersymétriques, surtout après les mesures récentes de densité relique de matière noire effectuées par le satellite WMAP.

3.4 Recherches expérimentales de matière noire supersymétrique

La supersymétrie n'a pour l'heure jamais été mise en évidence. Le fait qu'une telle extension du modèle standard de la physique des particules puisse répondre au problème de la matière noire, en générant le neutralino, constitue un cadre favorable pour sa mise en évidence. En effet, outre les classiques accélérateurs de particules, qui, en attendant le démarrage du LHC, pêchent à la fois en puissance et en production d'énergie dans le centre de masse pour permettre une exploration même partielle de l'espace des paramètres supersymétriques⁷, la matière noire a la particularité d'être le principal constituant matériel de l'Univers. Aussi, le neutralino interagissant quelque peu avec la matière ordinaire, une forte densité pourrait laisser envisager une observation par un dépôt d'énergie. De même, sa nature de Majorana lui confère la possibilité de s'annihiler dans les régions où sa densité est suffisamment importante. Par conséquent, on peut tenter de détecter ses produits d'annihilation dans les zones de forte densité. Ce sont là réciproquement les principes de la détection directe et de la détection indirecte de matière noire supersymétrique.

Nous expliciterons ici succinctement les méthodes de détections directe et indirecte, en tâchant de mettre clairement en évidence comment l'expérience doit s'adapter aux caractéristiques du neutralino, ainsi que son potentiel de découverte. Nous nous concentrerons davantage sur la détection indirecte de neutralinos via la production de photons gamma, qui fait précisément l'objet de cette thèse.

3.4.1 Détection directe

Si la Terre est immergée et se déplace dans un *éther* de matière noire supersymétrique, alors il existe une probabilité non-nulle d'interactions de neutralinos avec la matière ordinaire. Les expériences de détection directe de matière noire reposent sur cette hypothèse.

Les ordres de grandeur couramment utilisés dans ce cadre sont une densité locale de matière noire $\rho_\chi \simeq 0.3 \text{ GeV/cm}^3$, avec une distribution maxwellienne de vitesse centrée en $v \simeq 220 \text{ km/s}$. Moyennant ces quantités, le flux est donné par l'expression :

$$\frac{dN_\chi}{dSdt} \simeq 10^4 \text{cm}^2 \text{s}^{-1} \frac{\rho_\chi}{0.3 \text{GeV/cm}^3} \frac{100 \text{GeV}}{m_\chi} \frac{v}{220 \text{km/s}} \quad (3.42)$$

Bien que ce flux soit relativement important, l'énergie de recul maximale attendue pour un noyau cible est de l'ordre de 100 keV, ce qui représente un signal difficile à mettre en

⁷Les accélérateurs fournissent toutefois des limites dans le cadre du MSSM, comme par exemple sur la masse du chargino (*cf.* § 3.3.3).

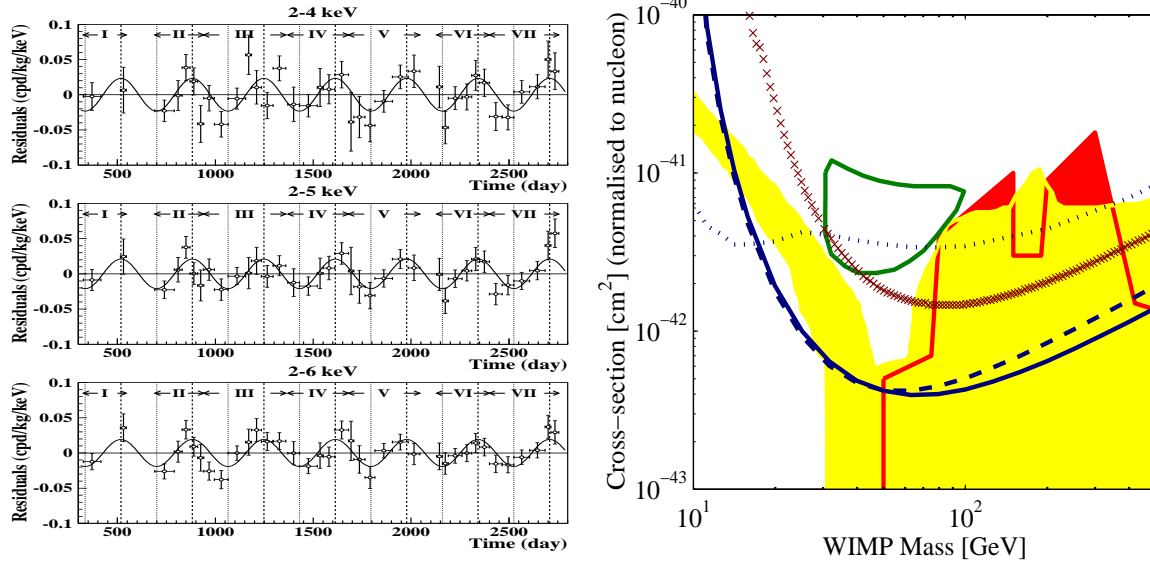


FIG. 3.2 – À gauche : modulation annuelle mesurée par l'expérience DAMA [44]. À droite : courbes d'exclusion (niveau de confiance de 90%) issues des expériences CDMS II (lignes bleues solide et tiretée) et EDELWEISS (croix rougeâtres) ; la courbe fermée de couleur verte représente le signal mesuré par DAMA, dans l'hypothèse d'interactions cohérentes scalaires : il est clairement exclu par les limites des autres détecteurs.

évidence. En effet, les taux d'événements prédits par la supersymétrie sont dans les cas les plus favorables de quelques-uns par kilogramme et par jour (essentiellement pour les détecteurs sensibles aux contributions indépendantes de spin, *cf.* [43]).

La détection directe de matière noire est un sujet de recherche en soi, et dépasse largement le cadre de cette thèse. Cependant, il serait dommageable d'éluider les plus récents résultats expérimentaux, car ils constituent de véritables références, et sont le fruit d'efforts scientifiques et de prouesses technologiques impressionnants. Une des signatures expérimentales les plus attendues est la modulation annuelle des événements collectés, en raison de la modulation de la trajectoire terrestre dans l'éther (due à la rotation de la Terre autour du soleil). La collaboration DAMA a publié en 2000 [44] des résultats mettant en évidence une modulation annuelle compatible avec celle attendue pour un vent de neutralinos. Ce résultat spectaculaire n'a cependant pas été confirmé par d'autres expériences comme EDELWEISS [45] ou CDMS [46], et est même exclu dans l'hypothèse où les dépôts de charges collectés seraient dûs à la composante cohérente scalaire de l'interaction neutralino-noyau. Ces différents résultats expérimentaux sont illustrés sur la figure 3.2.

3.4.2 Détection indirecte

a) Panorama général

Dans la cosmologie standard, la matière noire constitue le socle gravitationnel des grandes structures. En particulier, si les galaxies se sont formées dans des puits de potentiel dûs à l'effondrement de matière noire, leurs cœurs devraient encore être le siège de fortes densités.

La détection indirecte a pour principe la détection des produits d'annihilation des neutralinos issus du cœur des galaxies, où leur densité devrait être forte, ou des sous-structures prédites par les scénarii de formation des grandes structures. Les espèces les plus prometteuses sont les photons gamma, les neutrinos, ou certains rayons cosmiques secondaires comme les positrons ou deutérium ⁸.

Ces produits d'annihilation sont les plus étudiés du fait des potentialités expérimentales qu'on peut leur associer. Pour les positrons, des données ont déjà été collectées par le ballon HEAT [48] et le satellite AMS [49], et révèlent un certain désaccord au-delà de 7 GeV avec les modèles de production et de propagation classiques qui caractérisent le fond attendu. La prochaine version d'AMS, dont l'installation sur la station spatiale internationale est prévue pour 2008, réduira bientôt considérablement les barres d'erreurs affectant les mesures. Concernant les photons gamma, l'expérience satellitaire EGRET a détecté un excès dans la direction du centre galactique [50] par rapport aux prédictions des modèles classiques d'accélération de rayons cosmiques. Cet excès pourrait trouver une origine dans une émission due à l'annihilation de neutralinos. Comme pour les rayons cosmiques chargés, de nouvelles expériences d'astronomie gamma commencent à combiner des sensibilités adéquates pour une éventuelle détection, avec des résolutions en énergie suffisamment fines pour dissocier un signal exotique de spectres classiques. Les photons gamma seront discutés plus en détail dans la prochaine partie.

Outre les positrons et les gamma, qui peuvent avoir des signatures spectrales non-standard dans le cadre d'annihilation de matière noire, il convient d'insister sur l'importance des mesures de toutes les espèces légères constitutives du rayonnement cosmique ⁹. En effet, la caractérisation précise du fond de rayonnement est en elle-même une forte contrainte sur le taux d'annihilation. C'est le cas par exemple des anti-protons, dont le spectre primaire attendu est indiscociable du spectre du fond, mais dont le flux se trouve *de facto* limité par la mesure : ainsi, le taux d'annihilation des neutralinos peut-il être contraint [51].

Quant aux neutrinos cosmiques de haute énergie (GeV-TeV), l'astronomie dédiée à leur observation en est à ses balbutiements. L'expérience AMANDA, située au Pôle Sud, est opérationnelle depuis 2000. Elle utilise la calotte glaciaire comme volume d'interaction, dans laquelle un réseau de détecteurs a été placé (photomultiplicateurs). Environ 800 événements sont détectés chaque année, mais tous sont pour l'heure compatibles avec des neutrinos atmosphériques [52]. ANTARES [53], expérience sous-marine, utilisera un large volume situé au fond de la mer Méditerranée pour mettre en évidence des neutrinos de haute énergie. Les premiers réseaux de détecteurs seront plongés d'ici 2006, et permettront d'atteindre une sensibilité inédite dans ce cadre expérimental. Elle ne sera toutefois pas suffisante pour explorer l'espace des paramètres supersymétriques, selon les prédictions déjà réalisées [54]. Malgré les difficultés techniques, essentiellement dues aux larges volumes requis pour ce type de détection, il ne fait aucun doute que ces

⁸La détection indirecte via les espèces chargées voit son champ de recherche restreint à l'échelle galactique du fait des limitations rencontrées par les rayons cosmiques chargés dans leur propagation (le lecteur pourra trouver une présentation très pédagogique de modèles de propagation des rayons cosmiques dans [47]) ; en revanche, pas de limitation intrinsèque pour les gamma et les neutrinos, outre le flux.

⁹Les espèces légères en tant que produits secondaires des états finals d'annihilation de matière sombre. Il est évident que les espèces sans liens directs avec la matière noire ont aussi un caractère essentiel dans la mesure où elles permettent de mieux comprendre la propagation des rayons cosmiques dans la galaxie.

expériences encore pionnières fourniront dans les prochaines décennies des informations astrophysiques cruciales pour la compréhension de l'origine du rayonnement cosmique.

Mentionnons enfin une étude originale qui contraint les paramètres supersymétriques par l'influence du découplage des neutralinos sur la production de lithium 6 lors de la nucléosynthèse primordiale [58].

b) Les photons gamma

La recherche de photons gamma issus de l'annihilation de neutralinos dans le cœur des galaxies est une voie prometteuse. D'une part, cette recherche élargit le champ d'exploration au-delà de notre galaxie¹⁰ et permet de cibler sur différentes sources extragalactiques proches, et dont le profil de densité de matière est relativement bien contraint¹¹. D'autre part, même si les flux attendus pour ces sources sont relativement faibles, l'annihilation de neutralinos doit en principe contribuer aux fonds gamma diffus galactique et extragalactique, et peut-être y laisser une empreinte décelable. Le formidable développement des technologies liées à l'astronomie gamma, ces deux dernières décennies, renforce indéniablement le rôle de cette discipline dans la recherche de la nature quantique de la matière sombre.

On peut distinguer deux types de photons produits par l'annihilation de neutralinos. Les photons produits directement par des processus $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ ou $\chi\chi \rightarrow Z\gamma$, et les photons issus de l'hadronisation de quarks ou de bosons W^\pm et Z^0 dans l'état final (désintégration de pions neutres). Les premiers sont caractérisés par des raies spectrales d'énergies respectives $E_\gamma = m_\chi$ et $E_\gamma = (4m_\chi^2 - M_{Z^0}^2)/4m_\chi$, qui signalent clairement la masse des neutralinos. En revanche, les seconds vont contribuer à un spectre en photons qui suivra approximativement la même distribution en énergie que celle des pions neutres créés (ce spectre est généralement appelé *continuum*).

La recherche de nouvelles raies d'annihilation est donc un test intéressant, et une telle découverte contraindrait fortement le neutralino comme candidat à la matière noire. Néanmoins, les flux de photons attendus sont extrêmement ténus car les processus de production directe de photons dans l'état final n'interviennent qu'au second ordre de la théorie de perturbation. Aussi serait-il difficile d'isoler une raie du bruit de fond gamma galactique ou extra-galactique. Les expériences actuelles, compte tenu de leur sensibilité, peuvent davantage atteindre l'espace des paramètres supersymétriques par l'observation du flux intégré du continuum.

Considérons un halo de matière noire. Pour un halo sphérique, on peut définir une fonction de distribution pour des neutralinos sous la forme $f(r, \vec{v})$, où r est la distance au centre, et v la vitesse d'une particule. Dans l'hypothèse d'une distribution de vitesse homogène et isotrope, on peut découpler la distribution de vitesse de la distribution spatiale. Ainsi, la distribution spatiale de neutralinos peut être substituée par la distribution

¹⁰Le rayonnement gamma n'est pas altéré par les champs magnétiques et interagit peu avec l'environnement interstellaire.

¹¹Il est plus facile de mesurer le champ de vitesse des étoiles dans les régions extragalactiques car les longueurs d'onde optique y sont plus accessibles que dans le cœur de la Voie Lactée, où l'opacité est beaucoup plus importante.

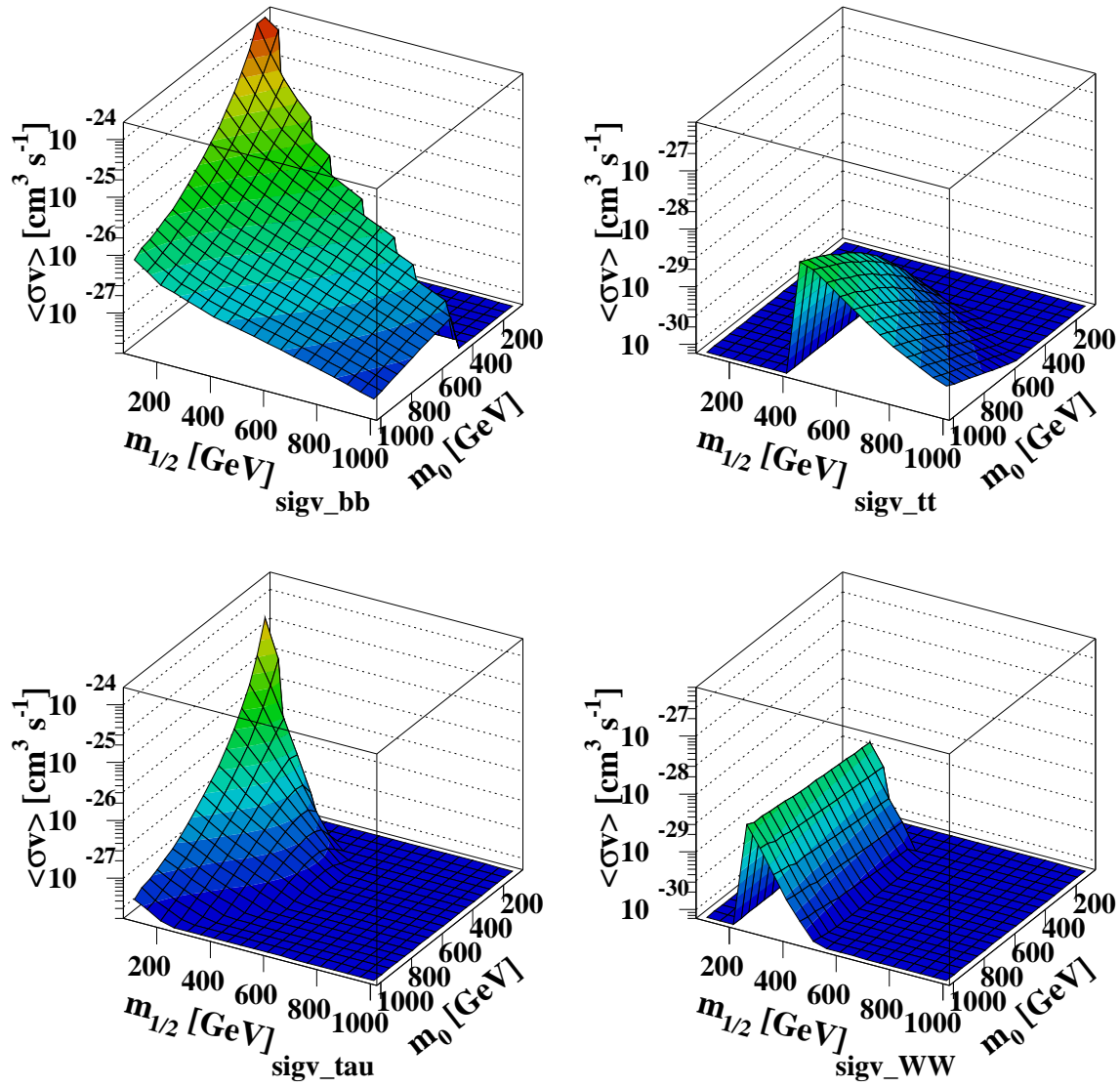


FIG. 3.3 – Moyenne thermique du produit de la section efficace d’annihilation par la vitesse relative dans le plan $m_0 \times m_{1/2}$ pour les états finals $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, W^+W^- et $\tau\bar{\tau}$, avec $\tan\beta = 50$. On y voit clairement dominer la production de $b\bar{b}$ sur une grande zone de l’espace exploré. Cette figure est extraite de [55].

de masse du gaz de neutralinos $\rho_\chi(r)/m_\chi$ (profil de densité), et l’expression du flux par angle solide $d\Omega$ s’écrit :

$$\frac{dN_\gamma}{dS dt d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \frac{\sum_i \langle N_i \sigma_{\chi\chi, i} v \rangle}{2m_\chi^2} \int_{\text{ligne de visée}} dl \rho_\chi^2(r) \quad (3.43)$$

La somme se fait sur tous les états finals i produisant N_i photons¹². Le terme $\langle \dots \rangle$ indique une moyenne thermique, et m_χ la masse du neutralino. Le profil de densité $\rho_\chi(r)$ sera déterminé par les mesures du champ de vitesse des étoiles de la galaxie observée.

¹²Cette expression est valide pour une intégration sur tout le spectre en énergie. En pratique, N_i dépendra du seuil en énergie fixé par les expériences, tout comme le flux total intégré.

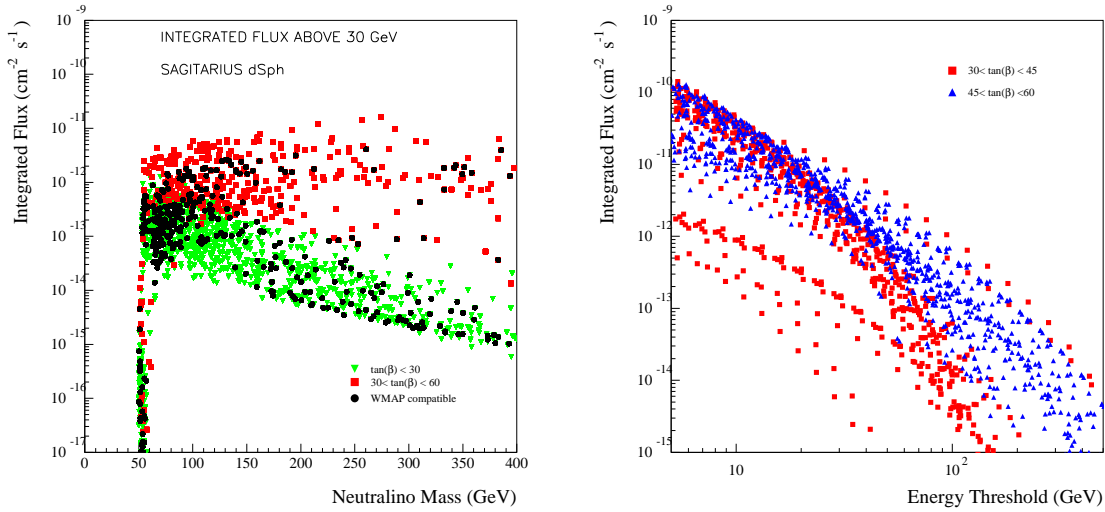


FIG. 3.4 – À gauche : prédictions de flux de photons gamma estimés pour la galaxie naine du Sagittaire, pour un télescope intégrant un champ de vue de 10 mrad, et avec un seuil en énergie de 30 GeV; on peut remarquer que les grandes valeurs de $\tan\beta$ coïncident avec les flux les plus élevés. À droite : évolution du flux intégré attendu en fonction du seuil expérimental, pour de grandes valeurs de $\tan\beta$ et pour des modèles compatibles avec les résultats de WMAP. Tous les points sont des modèles de supergravité minimale dont l'espace des paramètres est décrit dans le chapitre suivant. Chaque modèle est compatible avec l'encadrement sur la densité relicue $0.03 \leq \Omega_\chi h^2 \leq 0.4$, et les points WMAP correspondent à $\Omega_\chi h^2 = 0.113^{+0.008}_{-0.009} \pm 3\sigma$. Ces figures sont modifiées de [59].

Ainsi, compte tenu de l'expression précédente on peut être amené à penser que les grandes sections efficaces donneront des flux plus importants. Ce raisonnement est correct dès lors que l'on considère le cas discret d'une galaxie peuplée de neutralinos. Il ne tient plus, en revanche, si l'on se place à l'échelle cosmologique. En effet, la densité massique ρ_χ est en moyenne proportionnelle à la densité relicue de neutralino, et d'après l'équation 3.38, on a alors : $\rho_\chi \propto 1/\langle \sigma_{\chi\chi} v \rangle$, et le flux devient :

$$\frac{dN_\gamma}{dSdt d\Omega} \propto \frac{\alpha}{\langle \sigma_{\chi\chi} v \rangle} \quad (3.44)$$

où α est un paramètre effectif aux dimensions appropriées. On voit ainsi qu'il existe un effet de balance entre flux de photons et densité relicue qu'il est essentiel de garder à l'esprit. De grandes sections efficaces donnent “donc” de faibles flux en moyenne, du fait d'une faible densité relicue induisant une dilution cosmique du gaz de neutralinos ¹³. En revanche, une section efficace plus faible aura pour conséquence une densité relicue plus importante, et une concentration de neutralinos plus importante dans les halos. Bien entendu, il existe une limite inférieure à la section efficace qui doit être telle que la densité relicue de neutralinos ne doit pas excéder les mesures effectuées par WMAP (*cf.* chapitre précédent). Ceci illustre la limitation intrinsèque de la section efficace par la

¹³Dans ce cas, la matière noire n'est pas seulement constituée de neutralinos, et ces derniers se trouvent dilués dans les halos de galaxies.

contrainte provenant de la densité fossile : elle ne peut être trop forte. La conséquence en détection indirecte en gamma est qu’il est préférable de choisir une source astrophysique localement très dense en matière sombre afin de favoriser les grands flux.

Les photons gamma du continuum proviennent de l’hadronisation des états finals d’annihilation (essentiellement les quarks). Le paramètre de supergravité minimale le plus influent sur la production de gamma est $\tan \beta$. En effet, en supergravité minimale, le neutralino est typiquement soit purement bino, soit composé d’une mélange de champs bino et higgsinos. Dans ce cas, comme on l’a vu dans le § 3.3.2, l’annihilation par échange de pseudo-scalaire A est le processus dominant. De grandes valeurs de $\tan \beta$ favoriseront les quarks de type *down* dans l’état final, et particulièrement le quark b en raison de sa masse (la production de quarks *top* est quant à elle supprimée par le facteur $1/\tan \beta$). La figure 3.3 montre la moyenne thermique de la section efficace d’annihilation pour différents canaux dans le plan $m_0 \times m_{1/2}$, et illustre notre propos. Or, le quark b est le plus efficace dans la production de photons à des énergies typiques de quelques centaines de GeV (masses typiques des neutralinos), comme nous le montrons numériquement dans le § 5.3.2. Un exemple d’estimation de flux explorant plus largement l’espace des paramètres supersymétriques est présenté sur la figure 3.4.

3.5 Conclusion

Ainsi donc, nous avons vu au cours de ce chapitre comment le paradigme supersymétrique, et plus précisément la supergravité minimale, pouvait offrir un candidat à la matière noire, le neutralino. Si nous avons porté notre attention sur la détection indirecte de matière noire supersymétrique via l’astronomie gamma, il faut insister sur le fait que les contraintes apportées par tous les autres types d’expériences sont complémentaires : les principaux axes de recherche se développant sont la détection directe, et la détection indirecte dans les canaux neutrinos et rayons cosmiques chargés. On peut ajouter la complémentarité apportée par les expériences d’observation de photons sur un large domaine de fréquences : en effet, la production d’électrons et de positrons dans le cœur des galaxies induit l’interaction de ces derniers dans les champs magnétiques souvent forts et mal connus du milieu interstellaire. Cela peut avoir pour conséquence une émission secondaire de type synchrotron ou Compton inverse relativement intense. Il conviendrait de prendre en compte simultanément tous les canaux possibles lors de prédictions pour un canal particulier, car cela pourrait permettre de mieux cibler l’espace des paramètres supersymétriques accessible ou d’intérêt pour les diverses expériences impliquées dans ce type de recherche. Bien que ces analyses multicéphales soient extrêmement complexes à mener, certains auteurs commencent à opérer dans ce cadre, et déterminent des limites certes sujettes à de nombreuses incertitudes, mais toutefois très intéressantes (sans exhaustivité, consulter les références [55, 56, 57]).

Chapitre 4.

Détection indirecte de matière noire en astronomie gamma

Ce chapitre a pour but de détailler le travail de prédictions réalisées pour CELESTE dans le cadre de recherche de signaux d’annihilation de matière noire SUSY en astronomie gamma. Nous nous focaliserons ici sur le neutralino comme candidat à la matière noire, et nous placerons préférentiellement dans le cadre de la supergravité minimale (MSSM contraint). Nous avons vu dans le chapitre précédent que le flux de gamma dépendait à la fois du profil de densité du halo galactique et du modèle de physique des particules (masse du neutralino, section efficace d’annihilation). Aussi, nous exposerons dans un premier temps les méthodes heuristiques mises en œuvre pour la détermination des profils des halos de galaxies, puis décrirons les outils numériques permettant d’explorer l’espace des paramètres supersymétriques. Les sources retenues, *i.e.* la galaxie spirale d’Andromède (M31) et la galaxie naine Draco, ont été choisies parce qu’elles ont vraisemblablement chacune un halo massif, qu’elles sont proches, mais aussi et surtout parce qu’elles sont observables depuis l’hémisphère nord, où se trouve CELESTE. Rappelons que les prédictions sur M31 sont le fruit d’un travail collectif dont les principaux résultats sont publiés dans [60]. De même, Draco a fait l’objet d’une note de collaboration CELESTE [61]. Toutefois, les résultats présentés ici pourront différer sensiblement de ceux exposés dans ces dernières références. En effet, pour ce qui concerne M31, les modèles supersymétriques seront issus d’une version plus récente des outils numériques. Quant à Draco, les contributions astrophysiques relatives aux différents modèles de halo ont été entièrement réévaluées.

Insistons en préambule sur le fait que les modélisations des halos proposées pour M31 et Draco dans le cadre de ce chapitre serviront de référence par la suite, et caractériseront la contribution astrophysique typique aux flux estimés de rayons gamma.

4.1 Modélisation des halos de galaxies

Nous présentons dans cette partie une méthodologie (non-unique) pour l’estimation du profil de densité d’un halo de matière sombre sphérique ¹. En effet, la contribution

¹L’hypothèse de sphéricité est très forte : elle n’est pas toujours nécessaire pour assurer la stabilité des galaxies, comme c’est souvent le cas dans les galaxies barrées [62].

purement astrophysique correspond à l'intégrale sur la ligne de visée de la densité au carré. Posons dès maintenant :

$$\Sigma(\theta) = \int_{\Omega} \int_{\text{visée}} \rho^2(r(s)) ds d\Omega \quad (4.1)$$

ce qui correspond à la contribution astrophysique totale sur l'angle solide Ω (champ de vue d'une expérience). $r(s)$ est le rayon galactocentrique qui dépend de la ligne de visée (définie par s), et θ est l'ouverture angulaire du télescope (θ peut s'exprimer en unité angulaire – radian ou degré – ou en distance relative du centre de la source – kpc).

4.1.1 Principes

Afin de contraindre au mieux la distribution de matière noire dans un objet, il est nécessaire d'avoir des informations les plus précises possibles, à la fois sur le contenu en étoiles et en gaz, permettant d'estimer la distribution de masse des composants standard, et sur leur dynamique pour pouvoir reconstruire le potentiel gravitationnel total. Dès lors qu'on a accès aux mesures de luminosité et de dynamique, on peut avoir recours à différentes méthodes pour évaluer la contribution de chacune des quantités. Il existe des méthodes paramétriques où la densité de masse est une fonction analytique du potentiel, dont la forme est motivée par des arguments physiques et dont il faudra déterminer les paramètres ; et des méthodes non-paramétriques reposant sur l'utilisation de contraintes expérimentales fortes [63] ; citons aussi l'usage de simulations qui sont de plus en plus utilisées pour modéliser les galaxies (masse, luminosité).

Ainsi, des mesures précises des vitesses de rotations (courbes de rotations) dans les systèmes où c'est la rotation qui assure l'équilibre dynamique (galaxies spirales), ou des dispersions de vitesses ailleurs (galaxies elliptiques, amas globulaires) sont les quantités clés pour l'ajustement d'un profil de matière noire. En effet, pour un système en équilibre thermodynamique, le théorème du viriel s'écrit :

$$2T(r) + U(r) = 0 \quad (4.2)$$

où T et U sont respectivement l'énergie cinétique et l'énergie potentielle totales contenues dans un rayon r :

$$T = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2 \quad (4.3)$$

$$U = - \sum_{i < j} \frac{G m_i m_j}{|r_i - r_j|} \quad (4.4)$$

où i et j indexent les corps en équilibre, et G est la constante de gravitation. Aussi peut-on traduire ces relations en fonction du rayon r selon (équivalent aux traditionnelles équations du mouvement pour un objet en rotation) :

$$v^2(r) = \frac{GM(r)}{r} \quad (4.5)$$

$M(r)$ est la masse totale contenue dans un rayon r , comprenant la composante baryonique (étoiles + gaz) et la composante de matière noire. Si $\rho_{\text{tot}}(r)$ est le profil de densité totale,

somme des composantes baryonique et de matière noire, alors on peut écrire en considérant une symétrie sphérique :

$$v^2(r) = \frac{4\pi G}{r} \int_0^r r'^2 \rho_{\text{tot}}(r') dr'. \quad (4.6)$$

Ainsi, la connaissance du champ de vitesse des étoiles et du gaz dans une galaxie, ainsi que la distribution de leur masse, permettent a priori de remonter jusqu'au profil de densité de matière noire. En général, on décompose le champ de vitesse total sur toutes les composantes (halo, disque et bulbe le cas échéant) pour ajuster les courbes de rotations ² :

$$v^2(r) = \sum_i v_i^2(r) \quad (4.7)$$

Néanmoins, compte tenu des incertitudes expérimentales sur les vitesses de rotation, il est nécessaire d'établir de nouvelles prescriptions afin de contraindre au mieux la forme du profil, surtout dans le cœur des galaxies, là où la densité est la plus importante. Ces prescriptions sont fournies par la théorie et les modélisations de galaxies, et font l'objet de la prochaine section.

4.1.2 Simulations N-corps et prédictions de profils de densité

Historiquement, on ajustait la distribution de masse des halos de matière noire avec des profils isothermes :

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{-2} \quad (4.8)$$

où ρ_0 est une densité de cœur et r_0 un rayon de cœur en deçà duquel la densité est constante, permettant l'analyticité en $r = 0$. Le choix d'un tel profil résultait d'arguments simples sur la caractérisation d'un système en équilibre (équation de Poisson + équation de conservation), et avait pour conséquence de donner des vitesses constantes aux grands rayons (comme observées dans la plupart des galaxies spirales).

Toutefois, les nombreuses études menées depuis la fin des années 80 grâce à des simulations N-corps ont permis d'avoir de nombreuses indications sur la forme des profils de densité attendus pour la matière noire dans les galaxies. Ces simulations extrêmement sophistiquées sont utilisées pour reproduire la formation des grandes structures dans des scénarii cosmologiques donnés. Elles permettent aujourd'hui de scruter plus finement des structures d'échelles plus petites, et en particulier d'estimer la forme des profils des halos jusqu'à des rayons de quelques centaines de pc (pour une galaxie de rayon typique de quelques dizaines de kpc). Jusque encore très récemment, les profils de densité de matière noire issus des simulations N-corps étaient généralement exprimé sous la forme :

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^\gamma \left(\frac{r_0^\alpha + a^\alpha}{r^\alpha + a^\alpha}\right)^\epsilon \quad (4.9)$$

²Les profils de vitesse des baryons ne sont en général pas sphériques, comme c'est bien illustré dans [71] : la combinaison des différentes composantes est dans ce cas beaucoup plus complexe, et doit être auto-cohérente. De telles modélisations s'opèrent le plus souvent en considérant les potentiels des diverses composantes dans l'espace des phases.

où r_0 est un rayon de cœur ($\rho(r_0) = \rho_0$) et a un rayon d'échelle caractéristique sur laquelle le comportement en loi de puissance est constant. Deux groupes proposaient alors des modélisations différentes :

- Moore et al. [64] obtiennent un ajustement selon $\rho(r) \propto r^{-1.5}$, avec les paramètres : $\alpha = \gamma = 1.5$ et $\epsilon = 1$;
- Navarro, Frenk et White (NFW) [65] obtiennent quant à eux $\rho(r) \propto r^{-1}$, avec les paramètres : $\alpha = \gamma = 1$, et $\epsilon = 2$;

Un profil isotherme se retrouve en prenant $\gamma = 0$, $\epsilon = 1$ et $\alpha = 2$.

Les profils résultant des simulations N-corps sont donc très piqués dans le cœur des halos.

Ainsi, toutes ces approches semi-théoriques donnent une idée de la forme des distributions à utiliser lors de l'ajustement des courbes de rotations. Nous verrons en quoi ces formes sont cruciales pour l'estimation des flux résultants.

4.2 La galaxie spirale d'Andromède

La galaxie spirale d'Andromède (M31) est l'une des composantes du Groupe Local, tout comme la Voie Lactée, et a pour particularité d'être la spirale la plus proche ; elle se situe en effet à une distance d'environ 700 kpc, et ses coordonnées (ascension droite = $0^{\text{h}}42^{\text{m}}44.31^{\text{s}}$, déclinaison = $41^{\circ}16'9.4''$) la rendent observable d'octobre à décembre par CELESTE. Sa masse est aujourd'hui estimée à $\sim 7.5 \times 10^{11} M_{\odot}$ dans 125 kpc [66], ce qui en fait un objet très massif, potentiellement riche en matière noire. Cette galaxie est composée d'un bulbe et d'un disque (partie visible), comme on peut le voir sur la figure 4.1.

Par ailleurs, de nombreuses données ont été collectées sur cette galaxie. En particulier, diverses campagnes d'observation en radio et en optique, et plus précisément celles analysées par Kent en 1989 [67] et par Braun en 1991 [68], ont permis de dériver des courbes de rotation. Kent a obtenu les vitesses de trente régions d'émission de HII, le long du grand axe de la galaxie, et dans un intervalle galactocentrique de 6-25 kpc. Braun a quant à lui dérivé les vitesses grâce aux mesures de l'hydrogène neutre du disque gazeux dans l'intervalle 1-28 kpc ; les résultats au-delà de 20 kpc proviennent de l'analyse de segments de bras spiraux d'un seul côté de la galaxie.

En estimant respectivement des masses et des rapports masse sur luminosité de $M_b = 7.8 \pm 0.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ et $\Gamma_b = M_b/L_b = 6.5 \pm 0.4$ (unités solaires $M_{B,\odot}/L_{\odot}$) pour le bulbe, et de $M_d = 1.22 \pm 0.05 \times 10^{11} M_{\odot}$ et $\Gamma_d = 6.4 \pm 0.4$ pour le disque, Braun a pu ajuster les courbes de rotations sans faire appel à un halo massif de matière noire.

Cependant la plupart des modèles stellaires prédisent des valeurs plus faibles : par exemple, Guiderdoni et al. [69] donnent l'encadrement $3.7 \leq \Gamma_b \leq 5.7$ pour une population d'étoiles vieilles (c'est le cas dans le bulbe), et $\Gamma_d \leq 3.8$ pour une population stellaire du disque, plus jeune. D'autre part, les modèles KD de galaxies proposés par Kuijken et Dubinski [70] reproduisent assez bien les observations en faisant appel à un halo sphérique massif, et des estimations beaucoup plus récentes basées également sur ces modèles suggèrent aussi des rapports masse sur luminosité plus faibles pour le disque et le bulbe (en terme de contribution aux masses du disque et du bulbe, cela donne $M_{*,b} \sim 1 - 4 \times 10^{10} M_{\odot}$ et $M_{*,d} \sim 0.3 - 1.4 \times 10^{11} M_{\odot}$, cf. références [71, 72]).

Ainsi il semble que Braun ait surestimé les contributions uniquement visibles, et il apparaît qu'un halo massif de matière noire puisse être ajouté. En partant des vitesses

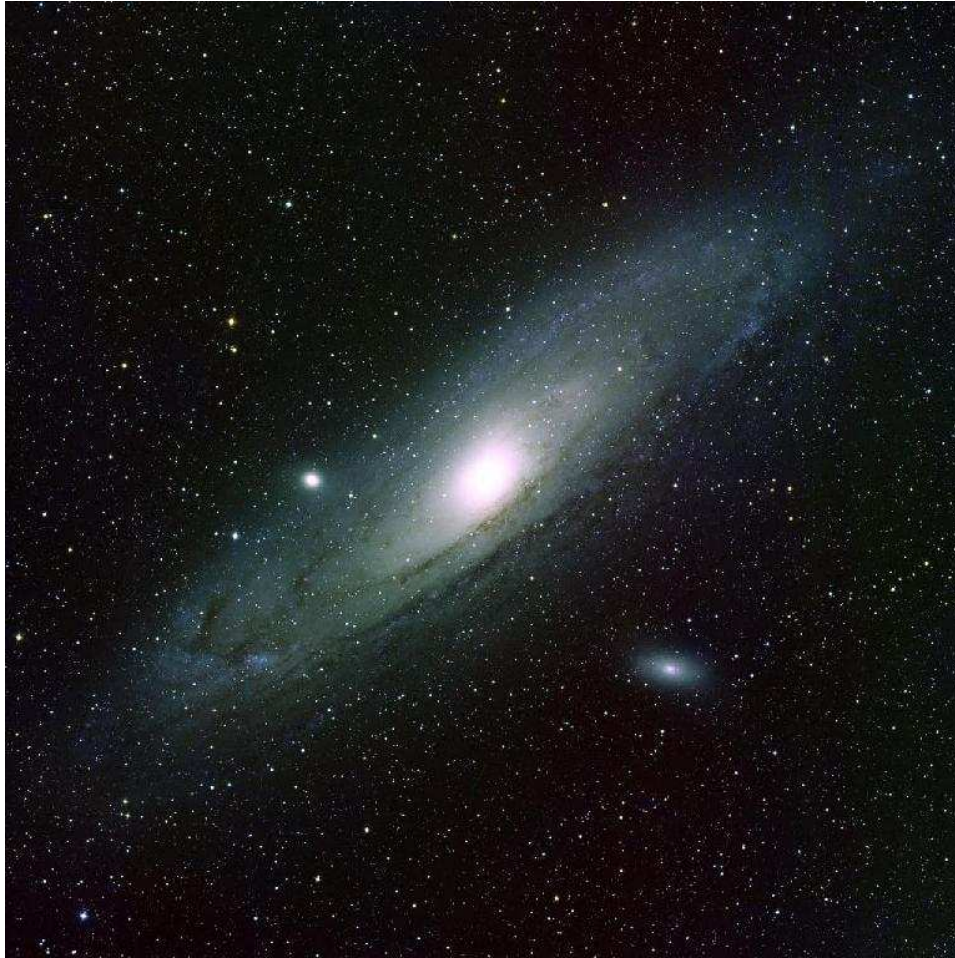


FIG. 4.1 – Photographie du système M31 (dominant l’image), M32 et NGC 205. Cette image a été réalisée avec le télescope Burrell Schmidt de l’Observatoire Warner and Swasey de l’Université de Case Western Reserve, CWRU, installé à Nassau et dépendant du Kitt Peak.

initiales proposées par Braun, mais en modifiant les rapports Γ selon les précédentes prescriptions (du cas le plus défavorable au cas le plus favorable, *i.e.* en diminuant Γ_b et Γ_d), plusieurs types de halos ont été ajoutés, suivant les profils de Moore et NFW, ainsi qu’un profil en $r^{-0.5}$. Le meilleur ajustement a été obtenu pour NFW, et les résultats concernant divers Γ sont exposés dans le tableau 4.1.

4.3 La galaxie naine Draco

La galaxie naine sphéroïdale Draco (UGC 10822) est un satellite de notre galaxie situé à 82 ± 7 kpc [73]. Elle est observable de mai à juillet par CELESTE (ascension droite = $17^{\text{h}}20^{\text{m}}12.39^{\text{s}}$, déclinaison = $57^{\circ}54'55.3''$), et est considérée depuis longtemps comme une source potentielle à la détection indirecte de matière noire du fait de son très grand rapport $M/L \sim 200$ [74]. Son cœur stellaire se trouve être lui aussi dominé par la matière sombre ($M/L \sim 60$), et laisse penser qu’elle y est particulièrement dense. Un autre atout majeur provient de l’absence de trace de gaz en son sein.

Modèle	Γ_b ($\times \Gamma_{B,\odot}$)	Γ_d ($\times \Gamma_{B,\odot}$)	$\Sigma(3.5 \text{ kpc})$ ($\times 10^{19} \text{ GeV}^2 \cdot \text{cm}^{-5}$)	$\Sigma(28 \text{ kpc})$ ($\times 10^{19} \text{ GeV}^2 \cdot \text{cm}^{-5}$)
Braun [68]	6.5	6.4	0	0
NFW min	4.2	4.2	1	1.2
NFW max	3.5	2.5	3	3.7

TAB. 4.1 – La contribution astrophysique au flux de gamma est donnée par Σ (cf. équation 4.1). $\Sigma(3.5 \text{ kpc})$ correspond au champ de vue de CELESTE. Voir le texte pour les commentaires.

Kleyna et al. [75] ont déterminé les spectres de 284 étoiles au voisinage de Draco en 2000, et ont déduit de leur étude que 159 évoluaient dans la galaxie. Ces spectres étant de suffisamment bonne qualité, ils ont pu par ailleurs procéder à une analyse dynamique. En particulier, ils déduisent une masse dynamique de $8_{-2}^{+3} \times 10^7 M_\odot$ dans un rayon de 700 pc, masse dominée quasiment exclusivement par une composante non visible.

Encore récemment, ce sont des profils de King qui servaient à ajuster la densité des naines sphéroïdales, tout comme celle des amas globulaires. Les hypothèses sous-jacentes étaient que la distribution de masse suit la distribution lumineuse et que les orbites stellaires y sont isotropes. Néanmoins, puisque les étoiles n’y représentent qu’une infime fraction de la masse totale, des modèles dynamiques ont été développés pour tenir compte des cas où la masse ne suit pas la distribution stellaire [77]. Avec leurs données récentes, Kleyna et al. [76] ont montré que Draco devait évoluer dans un halo étendu. En effet, les dispersions de vitesse ont un profil plat et la rotation est négligeable (cf. figure 4.2). D’autre part, le rapport $M/L > 200$ en bordure du champ d’étoiles montre que la matière noire y est très largement dominante, et donc que la distribution de masse ne suit pas la luminosité (la luminosité de Draco dans la bande V est de $1.8 \times 10^5 L_{\odot,V}$ [78]).

De fait, nous proposons ici d’ajuster un profil de densité pour une composante dominante de matière noire qui reproduirait les courbes de vitesses de la figure 4.2. À cette fin, nous considérerons différents modèles s’appuyant essentiellement sur les résultats bien connus des simulations N-corps (cf. § 4.1.2).

Les mesures de dispersion radiale de vitesse fournissent la quantité $\langle v^2 \rangle(r)$, où r est la distance au centre (distribution de masse sphérique).

Considérons un profil de type NFW, défini selon :

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{r_s}{r} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-2} \quad (4.10)$$

où r_s est un rayon de cœur et ρ_0 la densité associée.

Dans ce cas, et compte tenu du théorème du viriel (cf. équation 4.6), l’expression du champ de vitesse est analytique, et s’écrit :

$$v^2(r) = 4\pi\rho_0 G \frac{r_s}{r} \left[\ln(1 + r/r_s) + (1 + r/r_s)^{-1} - 1 \right] r_s^2 \quad (4.11)$$

De même, pour un profil de type Moore, $\rho(r)$ est donné par :

$$\rho(r) = \rho_0 \left(\frac{r_c}{r}\right)^{1.5} \left(1 + \frac{r}{r_c}\right)^{-1.5} \quad (4.12)$$

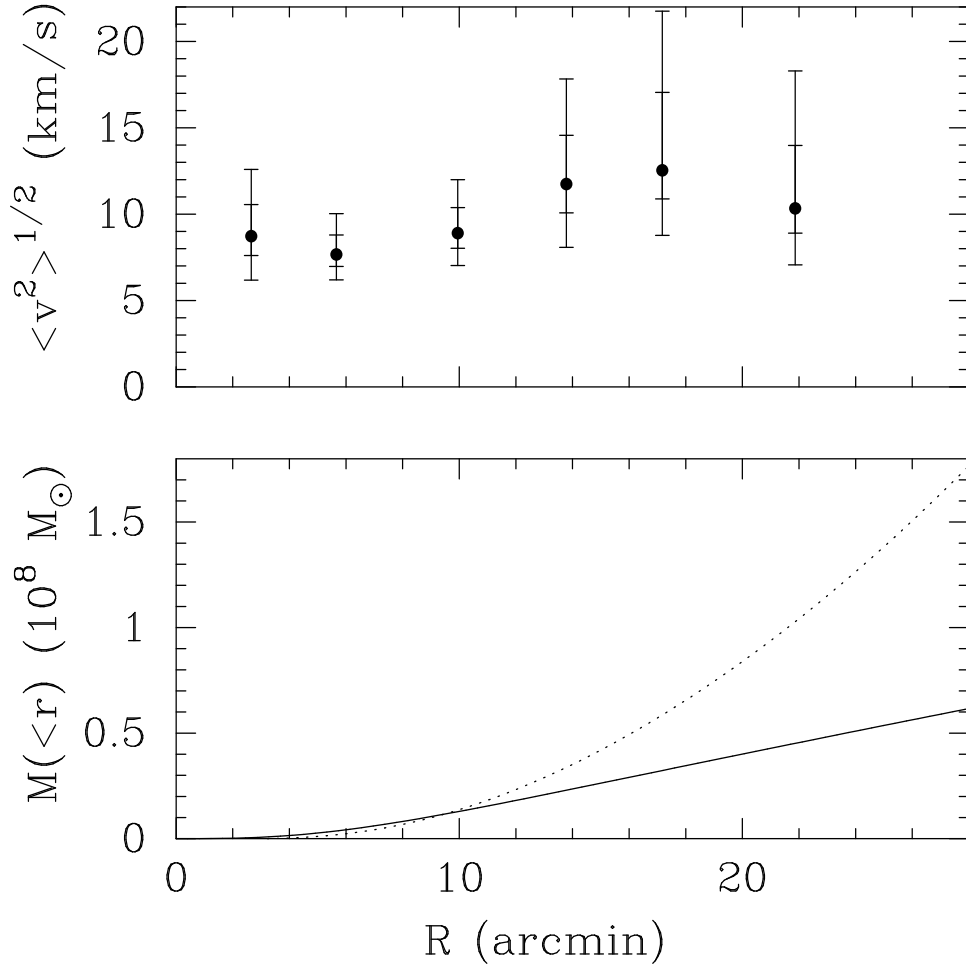


FIG. 4.2 – *En haut* : dispersions de vitesse sur la ligne de visée en fonction du rayon projeté, et erreurs à 1 et 2σ associées. *En bas* : profils de masse de Draco obtenus par les équations de Jeans. À 82 kpc, 1 arcmin = 24 pc. Cette figure est extraite de [76].

(r_c est le rayon de cœur).

Et l'on obtient alors :

$$v^2(r) = 4\pi\rho_0 G \frac{r_c}{r} \left[\ln \left(1/2 + \frac{r}{r_c} + \sqrt{\frac{r}{r_c} \left(1 + \frac{r}{r_c} \right)} \right) - \ln(1/2) - 2\sqrt{\frac{r/r_c}{1+r/r_c}} \right] r_c^2 \quad (4.13)$$

Il nous faut désormais déterminer les paramètres ρ_0 , r_c et r_s ajustant correctement les courbes de vitesses. Nous nous placerons dans différents scénarii en prenant des hypothèses de halo à une ou deux composantes.

4.3.1 Modèles à une composante

Nous avons dans un premier temps exploré le cas d'une distribution de masse définie par une seule composante (un seul profil). On peut voir le résultat d'un tel ajustement pour des profils de types NFW et Moore sur la figure 4.3, où l'on a aussi représenté l'effet d'une variation d'un écart standard (seulement pour NFW). On constate que les fonctions

Modèles à 1 composante	ρ_0 (10^{-24} g.cm $^{-3}$)	r_c (pc)	$M(1 \text{ kpc})$ ($10^7 M_\odot$)	Σ (10^{19} GeV 2 .cm $^{-5}$)
NFW	6.44	383	3.77	0.138
NFW+ 1σ	4.47	560	5.59	0.202
NFW- 1σ	10.90	228	2.09	0.084
Moore	2.58	380	0.80	0.622
Modèles à 2 composantes				
NFW externe	0.81	1320		
NFW interne	1.11×10^4	5.5	4.74	1.435
Moore interne	3.1×10^3	8.4	4.74	6.802
M31				3.0

TAB. 4.2 – *Tableau résumant l'estimation de la contribution astrophysique au flux de gamma pour différents modèles de halos, pour la galaxie naine sphéroïdale Draco. Le haut du tableau illustre les modèles à une composante, le bas les modèles à deux composantes (cf. texte). La dernière ligne rappelle le résultat obtenu pour M31, à titre de comparaison.*

paramétriques résultantes ne reproduisent pas bien la zone centrale, où les vitesses reconstruites sont bien trop basses. En effet, le profil des vitesses mesurées peut laisser supposer la contribution d'une composante supplémentaire avec un rayon de cœur moindre. Les résultats du calcul des masses et des contributions au flux de rayonnement gamma sont présentés dans le tableau 4.2.

4.3.2 Modèles à deux composantes

Comme nous l'avons mentionné précédemment, le champ de vitesse central pourrait justifier la présence d'une composante interne, dont la distribution différerait d'une composante externe. Cette possibilité, suggérée ici très grossièrement par les données expérimentales, est aussi motivée par d'autres arguments. En effet, nous avons déjà vu plus haut que la distribution d'étoiles dans la galaxie d'Andromède provenait de deux distributions différentes, une pour le bulbe et l'autre pour le disque. Par ailleurs, les scénarii dans lesquels les grandes structures de l'Univers se forment par fusions successives d'objets de moindre échelle semblent favorisés. Aussi, un modèle à deux composantes peut tout à fait résulter d'une telle fusion entre sous-structures. D'autre part, l'hypothèse d'un trou noir central dans Draco n'est pas exclue [79], ce qui pourrait modifier sensiblement la distribution de matière dans les régions centrales. Cette dernière hypothèse paraît d'autant plus plausible que le premier point de la figure 4.2 (en-haut) indique une masse très importante d'environ $9 \times 10^6 M_\odot$ contenue dans 60 pc.

Nous nous sommes d'abord attachés à l'étude du cas où la distribution interne serait réminiscente d'une sous-structure compacte. La seconde composante est quant à elle caractérisée par un rayon d'échelle plus grand, de l'ordre du kpc ³. Nous avons choisi

³Des simulations ont été réalisées pour étudier l'effet de fusion de sous-structures comme modèle de formation d'objets de type Draco [80, 81], et l'échelle caractéristique obtenue pour la distribution externe

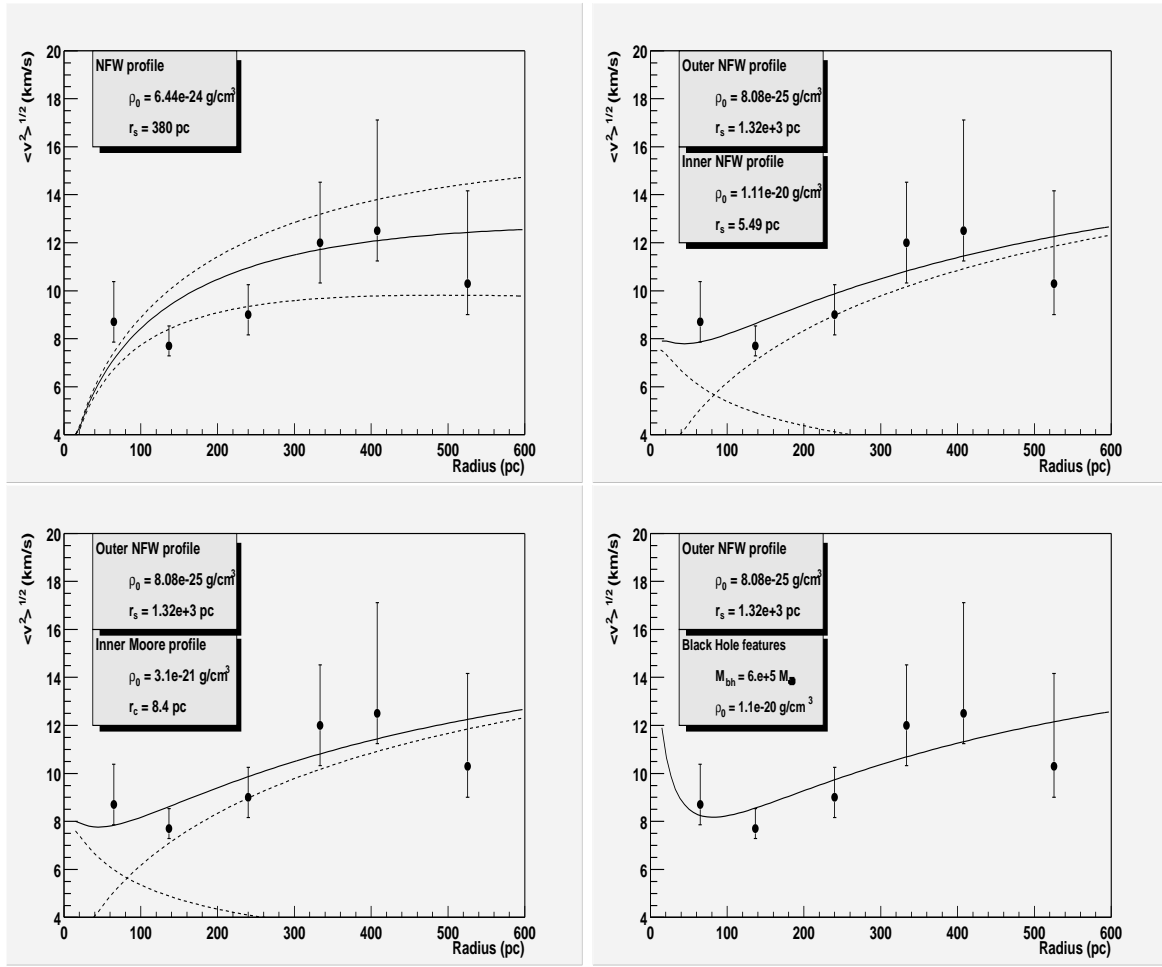


FIG. 4.3 – Graphiques illustrant les différents profils de halo étudiés pour Draco. De haut en bas, et de gauche à droite : une composante NFW $\pm 1\sigma$, deux composantes NFW, deux composantes NFW + Moore, deux composantes NFW + trou noir. Voir le texte pour les commentaires.

successivement des profils de types NFW et Moore pour ajuster la distribution interne, et les résultats obtenus sont illustrés par la figure 4.3. De manière plus quantitative (*cf.* tableau 4.2), on peut noter que ces modèles sont des configurations astrophysiques plus favorables à la détection indirecte de matière noire supersymétrique.

Les effets de la présence d'un trou noir très massif dans un gaz de matière noire se bornent à des hypothèses. Certains auteurs ont défendu la possibilité d'une accréation adiabatique de matière de laquelle résulterait un pic de densité à l'horizon du trou noir [82]. Compte tenu toutefois de l'histoire supposée de la formation hiérarchique des structures, qui consiste en de perpétuelles collisions et fusions de sous-structures, il est peu vraisemblable qu'un tel processus ait pu tenir sur des échelles de temps cosmologique [83]. D'autre part, un trou noir central pourrait avoir pour effet le réchauffement dynamique du gaz de matière noire, ce qui provoquerait la dislocation du pic de densité central [83, 84]. Enfin, l'accréation adiabatique suppose un trou noir immobile au centre

est de l'ordre du kpc.

de la galaxie, ce qui est une hypothèse forte. Malgré tout, en présence d'un trou noir, on peut raisonnablement envisager une accrétion continue de matière. Des simulations d'un objet de type Draco muni d'un trou noir ⁴ ont montré qu'un profil initial en r^{-1} pouvait voir sa pente logarithmique légèrement augmenter à partir d'un rayon d'environ 100 pc (augmentation de la densité du fait de l'accrétion), cependant qu'un rayon de cœur apparaît vers 10 pc [85].

Afin de modéliser l'éventuelle modification d'une distribution de masse due à la présence d'un trou noir, nous avons décomposé le halo, comme plus haut, en deux composantes ad hoc. La partie extérieure demeure une distribution NFW de rayon de cœur 1.3 kpc, ce qui permet d'ajuster sur le profil de vitesse une masse centrale de $6 \times 10^5 M_\odot$. En revanche, ignorant quelle part de cette masse peut être attribuée au trou noir, nous avons exploré différentes distributions de matière noire correspondant à diverses fractions de masse centrale (0.1, 0.01 et 0.001), et contenue dans des sphères NFW de divers rayons de cœur (0.1, 0.34 et 1 pc). L'ajustement d'un de ces modèles est représenté sur la figure 4.3, et les résultats se trouvent exposés dans le tableau 4.3. On peut remarquer que seuls les cas où la fraction de masse est élevée (0.1) sont plus favorables que les modèles à deux composantes étudiés précédemment. Bien entendu, il convient de souligner que le cas où le profil central reste en r^{-1} en dépit de la présence d'un trou noir est un cas extrêmement favorable.

4.3.3 Draco : une source d'intérêt pour l'étude de matières noires

Ainsi, nous avons étudié ici des modèles grossiers de halo afin d'estimer le facteur astrophysique contribuant au flux de rayonnement gamma pour Draco. Nous retrouvons des ordres de grandeur comparables à la galaxie d'Andromède. Cependant, l'énorme quantité de matière noire contenue dans Draco fait indéniablement de cette dernière une source idéale pour la détection indirecte en gamma de matière noire s'auto-annihilant. En effet, Draco est d'abord un voisin direct de notre galaxie, et qui semble de plus ne pas avoir souffert autant que les amas globulaires des effets de marée gravitationnelle. De même, cette galaxie naine a l'avantage de ne posséder qu'une part infime de gaz et d'étoiles [75], ce qui réduit considérablement l'éventuelle pollution du rayonnement gamma par des sources classiques d'accélération de rayons cosmiques (supernovæ); pollution à laquelle Andromède est beaucoup plus sujette. Par ailleurs, il serait peu raisonnable d'expliquer un rapport M/L allant de 60 dans les régions centrales à plus de 200 en bordure du champ d'étoiles par la seule contribution d'objets compacts (MACHOs). On citera toutefois une étude récente qui explore la possibilité d'une matière noire sous forme de trous noirs, et qui reproduit très bien les courbes de vitesses [79]. Quelle que soit la nature de la matière noire, Draco est clairement un objet particulièrement intéressant pour en étudier caractéristiques.

Pour conclure cette partie sur les modèles de halos, il convient de rappeler que le choix des profils de densité présentés ici a reposé largement sur des arguments

⁴Simulations d'un halo de $10^7 M_\odot$ et d'extension 1 kpc, avec un trou noir central de $10^5 M_\odot$, sur des échelles de temps types de l'ordre de $10^{-3} t_H$ (t_H = temps de Hubble); cf. [85].

Modèles avec trou noir	Fraction de masse centrale	ρ_0 (10^{-21} g.cm $^{-3}$)	r_c (pc)	$M(1 \text{ kpc})$ ($10^7 M_\odot$)	Σ (10^{19} GeV 2 .cm $^{-5}$)
NFW1a	0.1	6.4×10^4	0.1	4.61	217.193
NFW2a	0.01	6.4×10^3	0.1	4.60	2.267
NFW3a	0.001	6.4×10^2	0.1	4.60	0.100
NFW1b	0.1	2.1×10^3	0.34	4.61	10.153
NFW2b	0.01	2.1×10^2	0.34	4.60	0.184
NFW3b	0.001	21	0.34	4.60	0.076
NFW1c	0.1	111	1	4.61	0.834
NFW2c	0.01	11.1	1	4.60	0.086
NFW3c	0.001	1.11	1	4.60	0.075
M31					3.0

TAB. 4.3 – *Résultats de contributions astrophysiques de Draco pour des profils de halos à deux composantes : NFW pour la composante externe, trou noir contenu dans une sphère NFW pour la composante interne. Le résultat obtenu pour M31 est rappelé à la dernière ligne à titre de comparaison. Voir le texte pour les commentaires.*

phénoménologiques, et non sur des arguments statistiques liés à la qualité des ajustements des courbes de vitesse. Il est important de garder à l’esprit, en particulier pour les modèles présentés pour Draco, que la qualité d’ajustement est tout à fait comparable d’un modèle à l’autre. L’ajustement d’un profil de densité en r^{-2} serait tout aussi bon.

4.4 Monte-Carlo supersymétrique et prédiction de flux gamma

Le paradigme de supergravité minimale pouvant être caractérisé par cinq paramètres libres (*cf.* chapitre précédent), il convient d’explorer différentes configurations pour établir des prédictions sur le champ le plus large. Cela nécessitera par conséquent le balayage aléatoire de l’espace des paramètres supersymétriques, bien que ce procédé puisse parfois conduire à une perte de pertinence physique ; il convient donc de ne pas oublier l’aspect statistique lié au tirage aléatoire lui-même, et surtout que si la réalité est de nature supersymétrique, alors elle n’existe qu’en un point de l’espace des phases. Par-delà cette mise en garde, l’usage d’outils numériques de simulations de modèles symétriques s’avère malgré tout nécessaire, puisqu’il permettra en particulier de mettre en relief les zones accessibles par différents types d’expériences.

Rappelons ici que les paramètres physiques nécessaires à la détermination du flux de rayonnement gamma issu de l’annihilation de neutralinos dans les halos de galaxies sont :

- la masse du neutralino ;
- sa section efficace d’annihilation ;
- la densité locale du halo considéré ;
- sa densité relique ;

Nous décrirons d’abord dans cette partie les deux logiciels ayant servi à la caractérisation

des modèles supersymétriques : Suspect [35] et DarkSusy [34]. Puis nous expliciterons l'espace des paramètres balayé, ainsi que les contraintes expérimentales imposées aux modèles supersymétriques, avant de présenter les résultats obtenus.

4.4.1 Description des outils numériques

Ainsi, usage a été fait des deux programmes publics, Suspect et DarkSusy.

Suspect permet, entre autres possibilités, de définir un modèle de supergravité minimale avec les cinq paramètres m_0 , $m_{1/2}$, A_0 , $\tan\beta$ et le signe de μ à l'échelle de grande unification, et de le faire évoluer jusqu'à l'échelle électrofaible via les équations du groupe de renormalisation. Ces dernières sont calculées à deux boucles pour le secteur de jauge et de Yukawa, et à une boucle pour les paramètres de brisure douce. Ainsi, tous les ingrédients du MSSM sont fixés à l'échelle électrofaible.

Le programme DarkSusy décrit quant à lui le MSSM avec sept paramètres à l'échelle électrofaible : m_A , M_2 , μ , $\tan\beta$, $m_{\tilde{q}}$, A_t et A_b , moyennant des hypothèses d'unification à basse énergie. Avec des relations basées sur les résultats de l'évolution des équations du groupe de renormalisation, DarkSusy permet, outre le calcul des différentes masses du spectre supersymétrique, celui des couplages et sections efficaces relatifs aux neutralinos. Cet outil permet finalement l'estimation de la densité relique associée à un modèle supersymétrique ainsi que le calcul de différents flux de particules secondaires issues de l'annihilation de neutralinos ⁵ – gamma, neutrinos, positrons, anti-protons et anti-deuterium – et les taux d'interaction attendus dans différents types d'expériences de détection directe – NaI, Ge.

Une interface entre ces deux programmes permet d'optimiser la description d'un modèle, c'est-à-dire d'une part de déterminer précisément le spectre de masse ainsi que les couplages (définition d'un modèle à l'échelle de grande unification, et son évolution jusqu'à l'échelle électrofaible avec Suspect), et d'autre part d'utiliser ces informations pour calculer les quantités physiques relatives à la phénoménologie du neutralino–Matière Noire (sections efficaces, densité relique, contraintes accélérateurs, flux d'états finals avec DarkSusy). C'est ce type d'interface qui sera utilisée pour faire des prédictions en terme de flux de gamma.

4.4.2 Espace des paramètres et contraintes expérimentales

L'espace des paramètres balayé est le suivant :

- $50 < m_0 < 3000\text{GeV}$;
- $50 < m_{1/2} < 1600\text{GeV}$;
- $0 < A_0 < 2000$;
- $3 < \tan\beta < 60$;
- $sign(\mu)$ libre.

Cela permet d'explorer diverses régions aux caractéristiques souvent bien marquées. Par exemple, on peut mentionner la région dite du *bulk* (ou *encombrée*), pour laquelle

⁵Les calculs de flux de rayons cosmiques chargées sont basées sur les modèles de propagation les plus simples.

$m_0 \lesssim m_{1/2}$ et où c'est l'échange de sfermions en voie t qui domine la section efficace d'annihilation des neutralinos (purs binos dans cette zone). À mesure que $m_{1/2}$ augmente, on entre dans une région où les coannihilations avec les sleptons deviennent importantes (faible $\tan\beta$). Pour les faibles valeurs de $m_{1/2}$, ce sont les coannihilations avec le *stop* qui deviennent importantes. De façon globale, les grandes valeurs de $\tan\beta$ induisent une annihilation dominée par l'échange de pseudo-scalaire en voie s (zone de résonance) : cette région favorise la production de quarks b dans l'état final, et est intéressante pour la détection indirecte en gamma. Citons enfin la région dite d'échelle de focalisation (*focus point*), pour laquelle $m_0 \gg m_{1/2}$; les neutralinos y ont une forte composante higgsino, ce qui entraîne une production accentuée de bosons dans l'état final.

Les contraintes accélérateurs requises sont extraites du *Particle Data Group 2002*, le détail des références pouvant être trouvé dans [34]. Elles tiennent compte essentiellement de la limite cinématique sur la masse du chargino, et des limites pour les contributions supersymétriques au processus $b \rightarrow s, \gamma$ et au moment du muon ($g_\mu - 2$). Une sélection en densité relique sera aussi opérée, et précisée ultérieurement lors de la présentation des résultats.

4.4.3 Prédictions pour M31 et Draco

Comme nous l'avons vu dans les § 4.2 et 4.3, les contributions astrophysiques calculées selon les profils de densité choisis pour M31 et Draco sont du même ordre de grandeur. Aussi le niveau de flux en gamma sera-t-il approximativement le même pour les deux sources. Nous avons vu par ailleurs, dans le chapitre précédent, que les contributions supersymétriques les plus favorables étaient issues de modèles à grandes valeurs du paramètre $\tan\beta$. Ceci se trouve illustré sur la figure 4.5. Pour plus de clarté, nous articulerons la discussion autour d'une seule figure pour les deux sources, en prenant comme référence les prédictions pour M31. Par ailleurs, nous considérerons ici un seuil expérimental de détection de 50 GeV en gamma, correspondant au seuil de déclenchement de CELESTE.

Certes, il est une complémentarité en terme de contraintes expérimentales. Cependant, nous ne tiendrons compte ici que des contraintes issues des accélérateurs, déjà décrites plus haut, et de celles issues de l'astronomie gamma. En effet, l'expérience EGRET a déjà observé les régions extragalactiques où se trouvent M31 ⁶ et Draco, avec un seuil en énergie d'environ 100 MeV [86] (voir figure 4.4). Aucun signal gamma provenant de ces sources n'ayant été mis en évidence, les flux prédits par la supersymétrie doivent être en accord avec les limites d'EGRET. D'une part, ils ne doivent pas excéder la sensibilité d'EGRET puisqu'ils n'ont pas été détectés. D'autre part, ils doivent être discernables du fond gamma diffus extragalactique si l'on veut envisager une détection. La sensibilité d'EGRET est de l'ordre de $10^{-8} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ au-dessus de 100 MeV pour les régions extragalactiques [86]. De même, l'estimation du fond gamma diffus extragalactique au-delà de 100 MeV est donnée par la loi [87] :

$$\frac{d^2\Phi_{\gamma,\text{fd}}}{dE_\gamma d\Omega} = (1.60 \pm 0.06) \times 10^{-4} \left(\frac{E_\gamma}{0.1 \text{GeV}} \right)^{-(2.10 \pm 0.03)} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1} \quad (4.14)$$

⁶Il existe d'ailleurs une limite supérieure en flux relativement précise pour M31 : $1.6 \times 10^{-8} \text{photons} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ pour des gamma d'énergie supérieure à 100 MeV, valeur issue de l'analyse des données d'EGRET (*cf.* référence [88]).

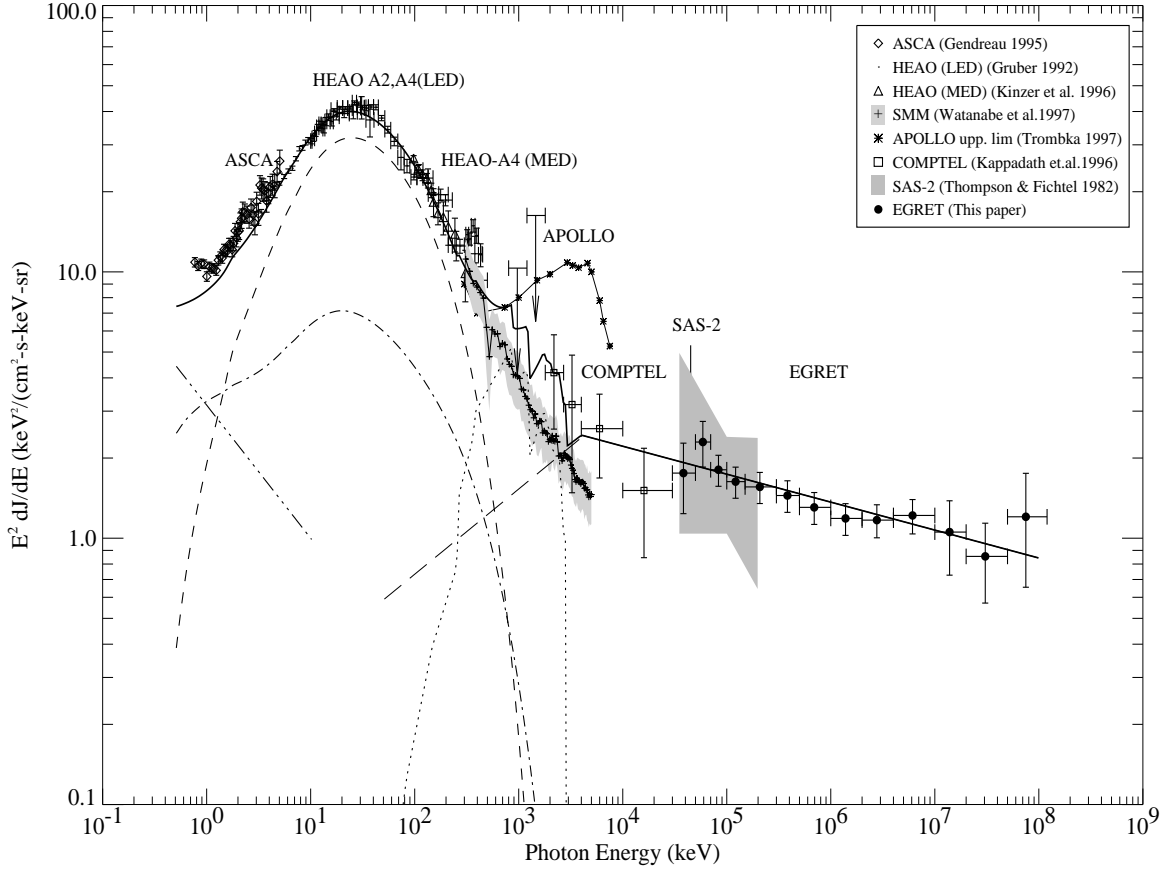


FIG. 4.4 – Spectre du fond gamma diffus extragalactique issu de l’analyse des données de l’expérience EGRET. On peut remarquer que des mesures existent jusqu’à 100 GeV. Cette figure est extraite de [87].

Avec l’hypothèse forte que cette forme spectrale ne varie pas aux hautes énergies, cela se traduit en flux intégré au-delà d’un seuil E_{seuil} selon :

$$\Phi_{\gamma,\text{fd}}(E_{\text{seuil}}) = (1.45 \pm 0.05) \times 10^{-5} \left(\frac{E_{\text{seuil}}}{0.1\text{GeV}} \right)^{-1.10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1} \quad (4.15)$$

CELESTE ayant une ouverture angulaire de 5 mrad, on obtient environ $1.22 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour un seuil de 50 GeV ⁷. En considérant ici ce seul bruit de fond, il convient d’en comparer les fluctuations aux flux prédits pour les modèles supersymétriques. Pour une surface effective de détection \mathcal{A} constante au-delà du seuil et pour un temps d’intégration T_{obs} , une détection à N_{σ} nécessiterait pour une prise de données en On-Off ⁸ :

$$\Phi_{\gamma,\text{susy}} \geq \frac{N_{\sigma}^2 + N_{\sigma} \sqrt{N_{\sigma}^2 + 8\Phi_{\gamma,\text{fd}}\mathcal{A}T_{\text{obs}}}}{2\mathcal{A}T_{\text{obs}}} \quad (4.16)$$

Pour une surface de référence de 20000 m² et un temps d’intégration raisonnable de

⁷Avec une très bonne résolution angulaire de 0.8 mrad (0.05°), correspondant aux télescopes à effet Čerenkov atmosphérique de dernière génération, on obtiendrait à 50 GeV $3.73 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

⁸Le lecteur trouvera de plus amples explications sur le principe d’extraction de signal gamma par soustraction On-Off dans le § 8.1.1. Le sens de “limite de détection” est donné dans le § 10.6.1.

50 heures (caractéristiques typiques de CELESTE au niveau du déclenchement ⁹), on obtient $\Phi_{\gamma,\text{susy}} \geq 9.2 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour une détection à 3σ ¹⁰. Bien entendu, il existe d'autres sources de bruit de fond, mais ce résultat illustre à lui seul le fait que la zone potentiellement accessible aux détecteurs au sol est intrinsèquement restreinte (une surface dix fois plus importante et un temps d'intégration de 100 heures donneraient $1.8 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Ceci apparaît clairement sur la figure 4.5, où les flux prédits se révèlent a priori indiscernables du fond gamma diffus pour un télescope ayant les caractéristiques de CELESTE. Ce constat est bien entendu basé sur une extrapolation du spectre d'EGRET, et doit être considéré avec précaution. Mentionnons par ailleurs que Baltz et al. [74] ont étudié de façon beaucoup plus rigoureuse l'influence de différents bruits de fond pour des expériences d'astronomie gamma au sol, dans le cadre de prédictions de flux de gamma d'origine supersymétrique pour la galaxie M87.

On peut remarquer sur la même figure (graphique de droite) que les modèles supersymétriques étudiés ici sont largement compatibles avec les limites expérimentales d'EGRET. Cependant, le niveau de flux atteint par les modèles les plus favorables est tel qu'un facteur d'augmentation astrophysique d'environ 200 les rendrait peu conciliables avec les données d'EGRET sur M31. Nous reviendrons sur ce point dans le § 4.5. Remarquons enfin que si la détection indirecte en gamma nécessite une bonne sensibilité (combinaison optimale entre temps d'observation et surface effective), la question du seuil en énergie revêt elle aussi une grande importance. En effet, le spectre gamma du continuum, bien que dépendant de la masse des neutralinos s'annihilant, décroît de façon exponentielle avec l'énergie [89] ¹¹. Ceci est également bien illustré en terme de flux intégré en fonction du seuil sur la figure 4.6 (graphique de droite).

À ce stade, on peut déjà souligner le caractère extrêmement étroit du champ de recherche pour les sources M31 et Draco ¹² : les flux d'intérêt pour la détection indirecte en gamma hors plan galactique sont concentrés sur un intervalle d'environ trois ordres de grandeurs (en incluant des télescopes de bonne résolution angulaire), intervalle caractérisé par les limites supérieures d'EGRET et le niveau de discernabilité d'une source ponctuelle dans le fond gamma extragalactique.

Enfin, il faut rappeler qu'il s'agit là de prédictions pour l'expérience CELESTE. La sensibilité de ce détecteur à la chandelle standard de l'astronomie gamma, la nébuleuse du Crabe, est passée de $2.2\sigma/\sqrt{\text{hr}}$ en 1999-2001 à $5.2\sigma/\sqrt{\text{hr}}$ en 2002-2004, du fait d'une amélioration des techniques d'analyse (*cf.* chapitre 8.). En prenant une surface effective constante de 20000m^2 , cela correspond à un flux intégré d'environ $4 \times 10^{-11} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, et

⁹Les imageurs tels que HESS ont une résolution angulaire bien plus étroite que leur champ de vue. Aussi, si le signal est extrait dans une fenêtre angulaire correspondant à la résolution, le bruit est quant à lui intégré sur la totalité du champ de vue. Cela correspondrait à une situation où l'on aurait autant de mesures du fond que d'intervalles angulaires sur l'étendue du champ de vue, et pourrait se traduire de façon effective par l'ajout d'un facteur très important sur le temps d'exposition T_{obs} utilisé pour le bruit de fond : dans ce cadre, la limite de détectabilité pourrait être quelque peu abaissée.

¹⁰Avec une résolution angulaire de 0.05° , on obtiendrait $\Phi_{\gamma,\text{susy}} \geq 3.1 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

¹¹Les auteurs de cette publication dérivent un spectre selon $dN_\gamma/dE_\gamma = 0.73\sqrt{m_\chi}E^{-1.5}\exp(-7.8E_\gamma/m_\chi)$.

¹²Cette remarque ne vaut a priori que dans le cadre de la présente étude, *i.e.* dans le cadre supersymétrique, et avec l'extrapolation du fond mesuré par EGRET.

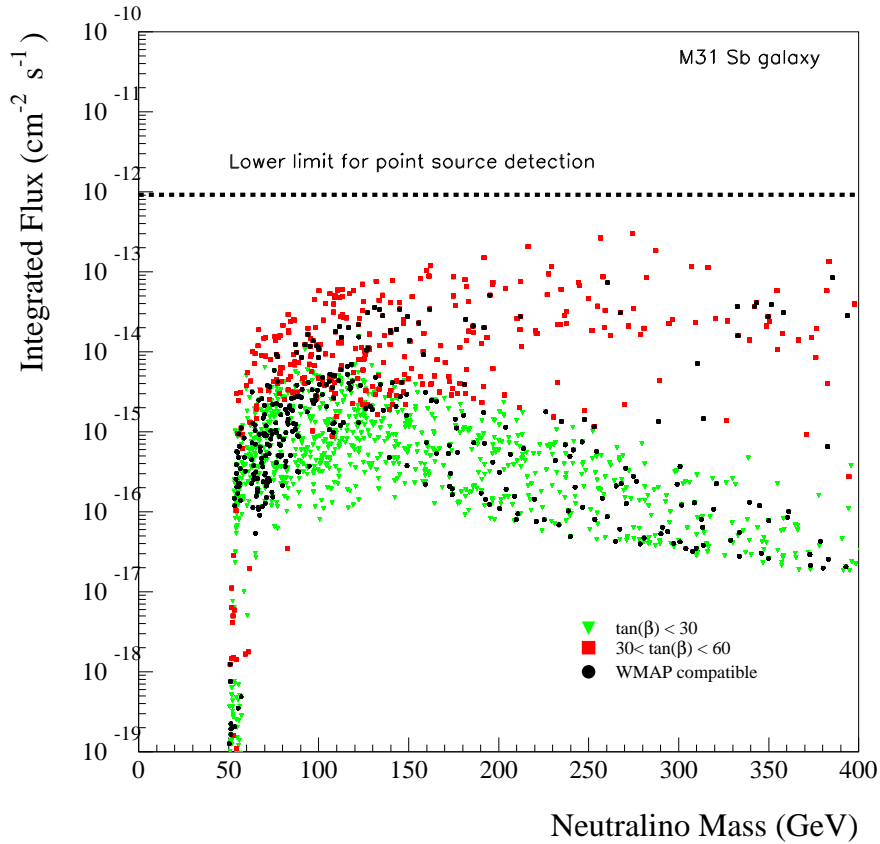


FIG. 4.5 – Prédications de flux de gamma pour différents modèles supersymétriques. La figure indique les flux intégrés au-delà de 50 GeV dans rayon angulaire de 5 mrad; la ligne horizontale tiretée correspond au niveau de flux minimal pour une discrimination potentielle entre signal de la source et fond gamma diffus extragalactique. Sauf indication contraire, la densité relicue $\Omega_\chi h^2$ se trouve dans l'intervalle $[0.03; 0.3]$.

caractérise le niveau de flux accessible par CELESTE¹³. Par conséquent, les flux prédits ici s'avèrent difficilement détectables par CELESTE.

4.5 Discussion

Nous avons montré que les flux prédits pour différents modèles supersymétriques favorisent peu une éventuelle détection par CELESTE dans un temps d'observation raisonnable. Une détection des modèles donnant les plus grands flux pourrait être envisageable avec un facteur astrophysique d'augmentation supérieur à ~ 200 . Par ailleurs, les limites expérimentales existantes (EGRET) suggèrent qu'un niveau de flux très largement accessible par CELESTE serait préalablement exclu, sauf éventuellement pour de grandes

¹³Une telle surface correspond au niveau du déclenchement de CELESTE, mais ne tient pas compte de la sélection des événements. Toutefois, avec une acceptance constante plus réaliste de 10000 m^2 on trouverait un flux de $7 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, qui reste du même ordre de grandeur.

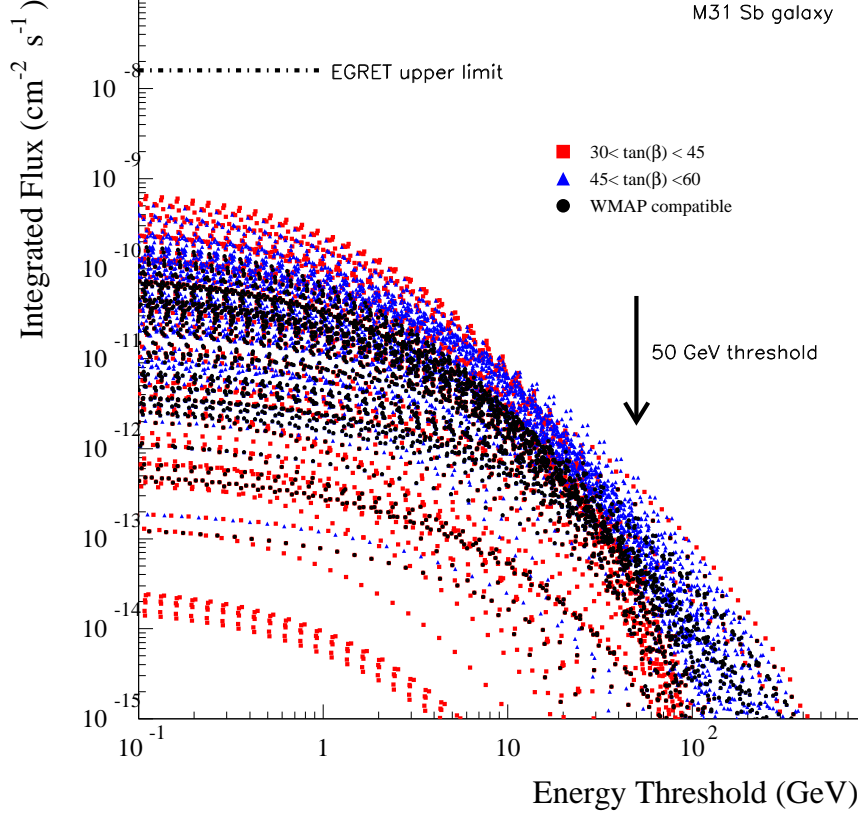


FIG. 4.6 – Flux intégrés pour différents seuils en énergie, et pour un lot de modèles supersymétriques ayant de grandes valeurs de $\tan\beta$; le segment horizontal tireté indique la limite supérieure d’EGRET, au-delà de laquelle toute détection est en principe exclue. Sauf indication contraire, la densité relicue $\Omega_\chi h^2$ se trouve dans l’intervalle $[0.03; 0.14]$.

masses de neutralinos (supérieures à 500 GeV). Ceci est illustré sur la figure 4.7. C’est là un constat pour le moins pessimiste, mais uniquement si l’on se focalise sur la mise en évidence d’une signature supersymétrique. En effet, la nature quantique de la matière noire peut-être différente, et il est important d’apporter des contraintes sur tous les champs d’observation possibles.

Il convient également de rappeler que les prédictions données ici sont sujettes à de nombreuses incertitudes, astrophysiques en particulier. Nous discuterons dans cette section de facteurs supplémentaires qui pourraient en modifier la lecture, et verrons quelles seraient alors les conséquences en terme d’exploration de l’espace des paramètres supersymétriques. Ces dernières seront essentiellement de deux types :

- celles ayant un simple effet d’augmentation globale des flux de gama ;
- celles modifiant plus fondamentalement l’espace des paramètres d’intérêt.

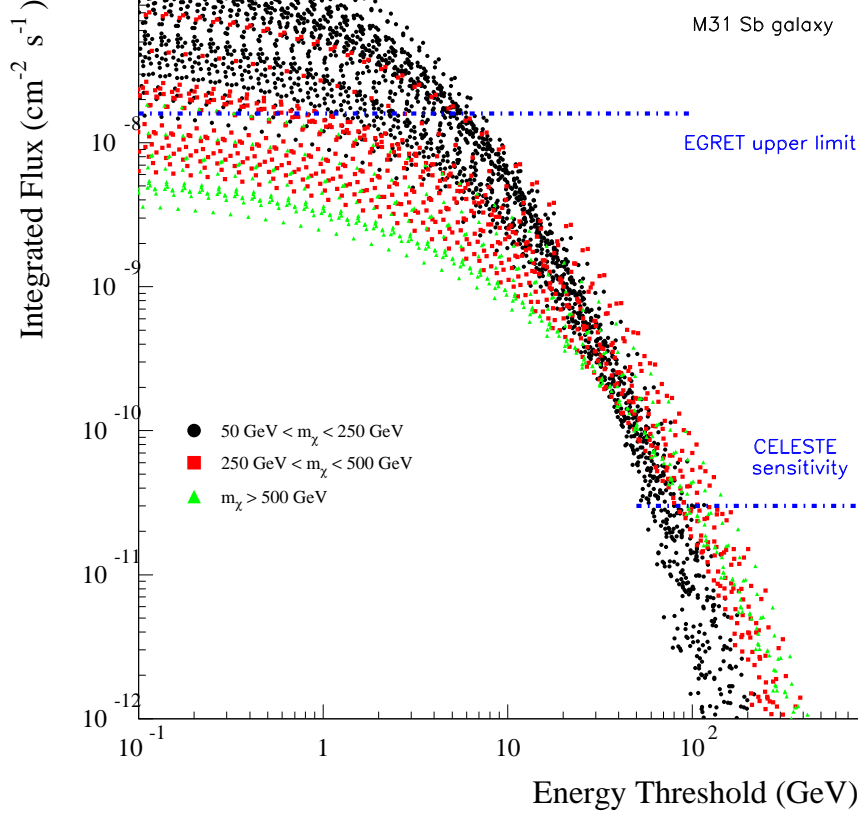


FIG. 4.7 – Flux intégrés en fonction du seuil en énergie. Prédiction de flux après application d'un facteur d'augmentation de 1000. Une sensibilité optimiste de $\sim 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ en 50 heures d'observation est représentée pour CELESTE. On remarque que la majorité des modèles détectables par CELESTE seraient exclus par EGRET. Il reste une zone compatible pour de grandes masses de neutralinos.

4.5.1 Grumeaux de matière noire, et autres effets astrophysiques

Les théories de formation hiérarchique des structures basées sur la matière noire froide prédisent que les fluctuations de densité dérivent d'un spectre de puissance $P(k) \propto k^{-n}$ sur des intervalles restreints en longueur d'onde. Ces fluctuations croissent jusqu'à atteindre un régime non-linéaire caractérisé par un effondrement gravitationnel. Pour une échelle donnée, chaque fluctuation de densité s'effondre au même moment, et il s'en suit l'apparition de structures se virialisant progressivement. Ainsi, la formation hiérarchique prédit l'existence de nombreuses sous-structures qui fusionnent ou s'agglomèrent pour en former de plus grandes. C'est ce que les simulations N-corps permettent de mettre en évidence. Aussi, les halos de galaxies pourraient contenir en leur sein des grumeaux de matière noire, sur-densités locales dans lesquelles l'annihilation de neutralinos serait plus efficace. Cela se traduit par un facteur d'augmentation globale sur le flux de gamma.

Au regard des résultats obtenus par des simulations récentes [81, 90], la fraction

de masse portée par les sous-structures dans des objets du même type que notre galaxie, n'excéderait pas quelques pourcent. D'autre part, les auteurs montrent que les concentrations centrales des sous-structures sont plus faibles que celle du halo hôte, ce qui est essentiellement dû aux effets de marée gravitationnelle. Enfin, ils dérivent un facteur d'augmentation sur le taux d'annihilation de neutralinos causé par la présence de sous-structures d'environ 2, ce qui est relativement faible. Ces approches opérées grâce à des simulations N-corps sont certes limitées en raison d'une faible résolution. Néanmoins, l'existence d'amas globulaires et de galaxies naines constitue une signature de la présence de grumeaux gravitationnels dans le voisinage de galaxies hôtes, et l'effet d'éventuelles sous-structures de matière noire n'est par conséquent pas exclu.

Par ailleurs, nous avons montré dans le § 4.3.2 qu'un trou noir très massif dans le cœur d'un halo pouvait en modifier le profil de densité. Bien que les effets produits soient sujets à débat, il pourrait en résulter une augmentation de la densité de matière sombre dans les régions proches du trou noir. Cela se traduirait également par un facteur d'augmentation en terme de flux de gamma.

Soulignons enfin que ces effets astrophysiques, tout comme les modèles de halos proposés précédemment dans le cadre de nos prédictions, sont très incertains, et peuvent varier sur un intervalle de plusieurs ordres de grandeur. C'est dans cette mesure que les limites expérimentales fournies par l'astronomie gamma peuvent aussi contraindre des modèles astrophysiques.

4.5.2 Autres effets cosmologiques

Nous avons vu dans le chapitre précédent en quoi la densité relique pouvait contraindre la section efficace d'annihilation. Aussi, en sélectionnant des modèles supersymétriques compatibles avec les mesures de densité de matière actuelles, seuls ceux au faible taux d'annihilation restent d'intérêt cosmologique. De fait, sauf en comptant sur un très fort facteur astrophysique, les flux de gamma sont intrinsèquement limités par une section efficace d'annihilation suffisamment faible pour assurer une population fossile de neutralinos suffisamment dense.

Or, il existe des arguments théoriques pour assouplir cette limitation, et qui sont principalement fondés sur une histoire thermique de l'Univers non-standard. Ces arguments ont pour conséquence de réintégrer les modèles donnant classiquement de faibles abondances reliques, et autorisent par conséquent des sections efficaces plus fortes. Aussi s'agit-il ici d'un déplacement de l'espace des paramètres supersymétriques d'intérêt.

On peut mentionner tout d'abord une remarque de Salati [91] qui, en considérant une cosmologie quintessentielle, montre que le taux d'expansion de l'Univers peut être modifié par des effets d'un champ de quintessence au moment du découplage thermique des neutralinos. En effet, un champ scalaire de quintessence peut voir son énergie cinétique dominer son potentiel dans l'Univers primordial. Un tel régime cinétique aurait pour conséquence d'augmenter significativement le taux d'expansion (dépendant classiquement de la densité d'énergie du rayonnement), tout au plus jusqu'à la période de nucléosynthèse primordiale. De fait, le découplage des neutralinos pourrait être plus rapide et avoir lieu plus tôt. Aussi, pour assurer une abondance suffisante, le taux d'annihilation requis est-il

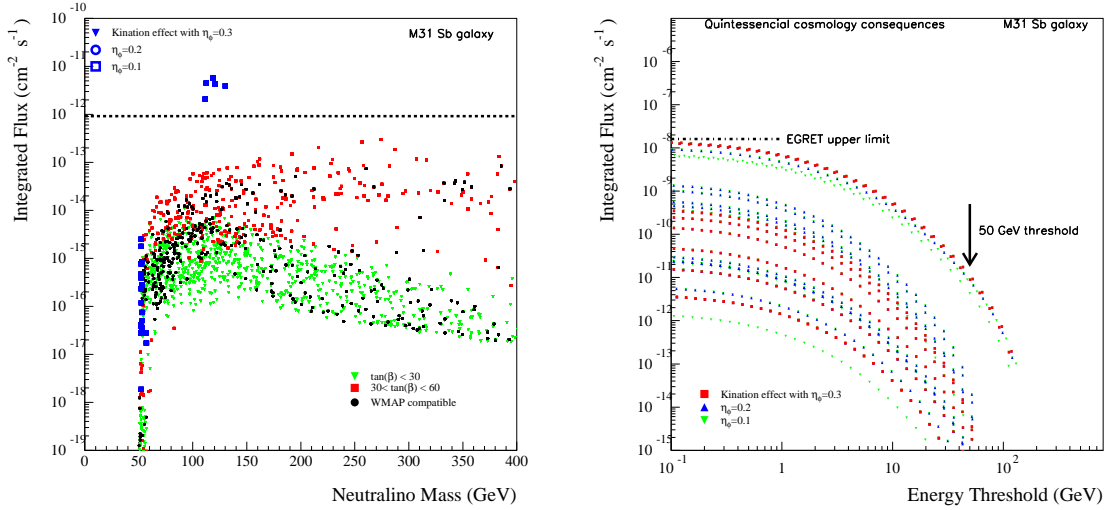


FIG. 4.8 – Légende identique aux figures 4.5 et 4.6. Des modèles à forte section efficace d’annihilation sont réhabilités dans le cadre d’une cosmologie quintessentielle, et sont représentés pour différents scénarii définis par η_0 (cf. texte). On peut remarquer que certains d’entre eux se trouvent entre le seuil de discernabilité du fond gamma diffus extragalactique et la limite supérieure d’EGRET.

plus important que dans le cas standard.

Cet effet peut se traduire de façon empirique par un facteur d’augmentation sur la densité relique calculée classiquement [91]. En définissant un paramètre $\eta_0 = \rho_{\Phi,0}/\rho_{\gamma,0}$, où l’indice 0 désigne une température de 1 MeV, et où ρ_{Φ} et ρ_{γ} sont respectivement les densités d’énergie du champ de quintessence et des photons, il vient :

$$\tilde{\Omega}_\chi \simeq \left[1000 \left(\frac{m_\chi}{100 \text{ GeV}} \right) \sqrt{\eta_0} \right] \times \Omega_\chi \quad (4.17)$$

où Ω_χ est l’abondance fossile classique, et $\tilde{\Omega}_\chi$ son extension empirique relative à une cosmologie quintessentielle.

Le paramètre η_0 est borné supérieurement à ~ 0.3 afin de ne pas perturber la nucléosynthèse primordiale [92]. Avec cette valeur limite, le facteur d’augmentation est d’environ 550 pour un neutralino de 100 GeV, ce qui est très important. Ainsi, des modèles supersymétriques ayant des sections efficaces trop importantes d’un facteur équivalent redeviennent viables du point de vue cosmologique. La figure 4.8 illustre ce propos. On y voit apparaître en particulier quelques modèles qui, sans l’usage d’autres facteurs d’augmentation astrophysiques, se trouvent situés entre les limites supérieures d’EGRET et la zone d’indiscernabilité du fond gamma diffus extragalactique.

Un autre argument en faveur d’un assouplissement de la contrainte en densité relique consiste à considérer une possible production non-thermique de neutralinos, ayant lieu après leur découplage du plasma primordial. En effet, d’autres particules lourdes et méta-stables pourraient avoir eu une durée de vie suffisamment longue pour être restées stables après de ce découplage, et s’être désintégrées plus tard en neutralinos. Une telle désintégration pourrait augmenter significativement la densité fossile de neu-

tralinos par rapport à celle prédite classiquement. Des études ont déjà été menées sur des désintégrations d'états méta-stables scalaires dits *Q-balls*, apparaissant dans des mécanismes de type Affleck-Dine proposés comme scénarii de baryogénèse [93]. Ces modèles sont supersymétriques, et sont d'autant plus élégants qu'ils caractérisent non seulement la nature quantique de la matière noire (qui reste le neutralino), mais aussi l'origine de l'asymétrie matière/anti-matière.

4.6 Conclusion

Ainsi donc, nous avons présenté dans ce chapitre les différentes étapes inhérentes à la prédiction de flux de rayonnement gamma issu du cœur des halos sombres des galaxies, dans le cadre de modèles supersymétriques de matière noire. Nous avons montré que ces prédictions sont sujettes à de nombreuses incertitudes, autant astrophysiques et cosmologiques que liées à un espace des paramètres supersymétriques peu contraint. Par ailleurs, il semble que les flux prédits pour la galaxie d'Andromède et Draco soient faiblement discernables du fond gamma diffus extragalactique pour une résolution angulaire proche de celle de l'expérience CELESTE¹⁴, si l'on ne considère pas de facteurs d'augmentation d'origine astrophysique (grumeaux de matière noire, ou hypothétiques effets d'un trou noir central) ou cosmologique (cosmologie quintessentielle, production non-thermique de neutralinos). De plus, la figure 4.6 montre qu'avec un facteur d'augmentation supérieur à environ 200, les flux prédits pour certains modèles commenceraient à atteindre un niveau peu compatible avec les limites d'EGRET : cela pourrait d'emblée exclure ou la modélisation astrophysique, ou les modèles supersymétriques correspondants. Enfin, dans le cadre d'annihilation de matière noire supersymétrique, la sensibilité de CELESTE ne sonderait que difficilement des zones situées en-deçà des limites supérieures d'EGRET. Signalons cependant que la zone située entre les limites d'EGRET et un niveau de discernabilité d'une source ponctuelle du fond gamma diffus extragalactique, évalué ici grossièrement pour une expérience de type CELESTE, reste à ce jour inexplorée : atteindre cette région est un objectif majeur pour la détection indirecte de matière noire.

Il convient également de rappeler qu'une éventuelle détection d'un signal gamma en provenance de M31 induirait de nombreuses incertitudes quant à son interprétation. En effet, les galaxies spirales sont certes des objets dans lesquels la présence d'un halo massif de matière sombre est quasiment systématiquement mise en évidence, mais possèdent aussi en leur sein des sources classiques d'accélération de rayons cosmiques (restes de supernovæ, éventuellement un environnement gazeux ceinturant un trou noir). Il faudrait donc, le cas échéant, avoir une statistique suffisamment importante pour procéder à une reconstruction du spectre permettant une discrimination entre signal primaire standard et signal primaire supersymétrique. Aussi, les sources les plus prometteuses en termes de détection indirecte d'une matière noire sous forme de neutralinos sont indubitablement les objets de type Draco, à la fois pauvres en étoiles et en gaz, et dont le potentiel gravitationnel est largement dominé par une composante sombre.

Ces remarques peuvent paraître pessimistes, mais il faut rappeler que la nature quan-

¹⁴Ceci ne vaut que si l'ajustement des mesures d'EGRET sur le fond gamma diffus opéré dans [87] n'est sujet à aucun biais.

tique de la matière sombre est pour l'heure inconnue : à d'autres types de modèles phénoménologiques, supersymétriques ou non, peuvent correspondre des prédictions bien différentes. Aussi est-il fondamental de multiplier les observations dans différents canaux et à différentes échelles d'énergie. Ainsi, une campagne d'observation menée avec le télescope CELESTE est de tout premier intérêt car elle pourrait fournir les premières limites expérimentales à un seuil en gamma de 50 GeV, domaine pour l'heure vierge d'observation pour cette source. En effet, une détection pourrait avoir d'importantes conséquences, autant dans le cadre d'une interprétation en terme de matière noire qu'en terme de processus d'émission classique de gamma.

Chapitre 5.

Modélisation effective de particules massives interagissant faiblement

La physique des particules fournit plusieurs candidats à la matière noire : on citera par exemple les modèles supersymétriques minimaux (neutralino, gravitino, axino) et les modèles à dimensions supplémentaires (excitations de Kaluza-Klein). Tous ces modèles sont phénoménologiques et reproduisent de façon cohérente la physique des particules à l'échelle électrofaible. Or, pour l'heure, aucune indication expérimentale ne permet de justifier l'un des modèles plutôt qu'un autre. Par ailleurs, les expériences sur la matière noire, autant la détection directe que indirecte, commencent à fournir certaines limites, qui, bien que encore éloignées de l'espace des paramètres "naturels", peuvent toutefois donner de nombreuses informations quant aux caractéristiques de la matière noire. Aussi, sans a priori sur la validité des théories fondamentales, il peut être intéressant de faire usage d'un lagrangien effectif afin de formuler de façon paramétrique notre ignorance sur ce champ précis. L'étude présentée ici se fixe pour objectif de décrire le plus simplement possible un modèle de matière noire, fournissant en outre des passerelles directes ou comparaisons avec les modèles phénoménologiques préexistants (le MSSM en premier lieu). Il s'agit en outre d'élaborer un outil numérique d'utilisation simple et aisément modulable, destiné à illustrer les contraintes apportées par l'astronomie gamma, dans un premier temps, sur la phénoménologie de la matière noire.

Ce chapitre est donc destiné à décrire la matière noire de façon simplifiée, dans le cadre d'un lagrangien effectif modélisant les interactions appropriées (au sens d'observables accessibles par les expériences – flux de rayons gamma dans ce chapitre) d'une particule test avec les particules du modèle standard. Cette étude sera limitée au cas de la détection indirecte de matière noire s'auto-annihilant. Nous rappellerons tout d'abord les principes de la construction d'un lagrangien effectif avant d'écrire un lagrangien approprié à la description de la matière noire. Nous calculerons ensuite la section efficace d'annihilation totale, avant de cibler notre discussion sur les contraintes liées à la densité relique et aux flux de rayonnement gamma en provenance du cœur des galaxies. Nous verrons au cours de cette étude comment il est possible de relier les caractéristiques mises en relief aux modèles phénoménologiques usuels.

5.1 Un lagrangien effectif pour la matière noire

5.1.1 Introduction

Il est de nombreux exemples où l'on a eu recours à des modélisations effectives de processus physiques. C'est en général le cas soit lorsque cela permet une approche phénoménologique simplifiée d'une théorie complexe (à basse énergie, par exemple, où les corrections quantiques peuvent être négligées), soit lorsqu'il n'y a pas suffisamment d'informations expérimentales pour décrire de façon précise le phénomène étudié. Si les modélisations effectives sont encore beaucoup utilisées en chromodynamique quantique, on peut également citer plusieurs exemples historiques, comme le lagrangien de Fermi dans son étude des interactions faibles, ou le lagrangien d'Euler-Heisenberg dans le traitement de l'électrodynamique quantique à des énergies plus basses que la masse de l'électron.

Dans le premier cas, il s'agissait de décrire certaines transmutations associées à l'interaction faible dans la limite des bosons lourds, en associant au courant :

$$\mathcal{J}_\mu = \sum_{ij} \bar{u}_i \gamma_\mu \frac{(1 - \gamma_5)}{2} V_{ij} d_j + \sum_l \bar{\nu}_l \gamma_\mu \frac{(1 - \gamma_5)}{2} l \quad (5.1)$$

où V_{ij} est la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, le lagrangien d'interaction :

$$\mathcal{L}_{Fermi} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} \mathcal{J}_\mu \mathcal{J}^{\mu\dagger} \quad (5.2)$$

où G_F est la constante de Fermi. On a ici la description d'une interaction locale à quatre fermions (il s'agit d'un modèle complet de physique des particules à l'échelle $\Lambda \ll M_W$ si l'on ajoute le lagrangien de l'électrodynamique quantique). Il est possible de calculer des processus simples avec cette formulation, comme la durée de vie du muon. En intégrant sur l'espace des phases, on obtient pour le processus $\mu \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$:

$$\Gamma_\mu = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \quad (5.3)$$

résultat de la théorie complète $SU(2) \times U(1)$ au plus bas ordre ($m_\mu \gg m_e$). En effet, la constante de Fermi est définie selon $G_F = \sqrt{2}g^2/(8M_W^2)$, et ne caractérise que la limite du propagateur du W quand sa masse est grande devant l'impulsion q échangée :

$$\frac{1}{q^2 - M_W^2} = -\frac{1}{M_W^2} \left(1 + \frac{q^2}{M_W^2} + \dots \right) \quad (5.4)$$

Les effets en $O(\frac{1}{M_W^4})$ ont donc été négligés.

Ainsi cette formulation s'avère cohérente dès lors que l'on étudie des processus à une échelle d'énergie $\Lambda \ll M_W$.

Le lagrangien d'Euler-Heisenberg sert quant à lui à décrire le processus $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ lorsque $E_\gamma \ll m_e$. Le respect des invariances de jauge, de Lorentz, de parité et de conjugaison de charge, contraint le lagrangien d'interaction à ajouter à la théorie libre le terme suivant :

$$\mathcal{L}_{E-H} = \frac{\alpha^2}{m_e^4} \left(a(F_{\mu\nu}F_{\mu\nu})^2 + b(F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu})^2 \right) \quad (5.5)$$

où $\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}$. Notons que l'on peut également ajouter un terme violant CP ($\propto F^2(F\tilde{F})$), que nous laisserons de côté pour plus de clarté. Cette théorie effective permet une description locale d'une interaction de type boîte, et fournit en particulier la section efficace au premier ordre selon $\sigma \propto \alpha^4 E^6/m_e^8$.

Enfin, on peut aussi, à titre de clin d'oeil aux atmosphéristes de CELESTE, décrire la diffusion Rayleigh d'un photon sur un atome neutre par une modélisation effective ($E_\gamma \ll (E_{\text{excité}} - E_{\text{repos}})$). La taille de l'atome est négligeable devant la longueur d'onde de la radiation, et les fluctuations spatiales du champ électromagnétique sont infimes à l'échelle du nuage électronique. L'atome est alors soumis à la force de Lorentz. Pour un atome décrit par un champ scalaire ϕ , l'interaction d'un photon dans le champ local (\mathbf{E}, \mathbf{B}) s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Rayleigh}} = \lambda\phi^\dagger\phi(\tilde{a}\mathbf{E}^2 + \tilde{b}\mathbf{B}^2) \quad (5.6)$$

Cela se transcrit immédiatement en section efficace selon $\sigma \propto \lambda^2 E_\gamma^4$, qui montre que le bleu est seize fois plus diffusé que le rouge ($\nu_b \sim 2\nu_r$).

5.1.2 Principes

Nous avons vu plus haut que la conception d'un lagrangien effectif devait suivre certaines prescriptions, en particulier le respect de certaines symétries fondamentales. Il est toutefois nécessaire d'ajouter plusieurs autres points. En premier lieu, il est clair qu'un lagrangien effectif n'est valide qu'à une certaine échelle en énergie, et l'on suppose que la physique à plus haute énergie ne perturbe pas les processus déjà décrits.

Selon Leutwyler [94], pour une variété d'états asymptotiques, une théorie de perturbations munie du lagrangien le plus général contenant tous les termes permis par les symétries d'un problème fournit la matrice S la plus générale en accord avec les prescriptions usuelles d'analyticité et d'unitarité. On peut considérer ainsi la base d'une théorie des champs effective.

Un lagrangien effectif devra donc prendre en compte toutes les interactions possibles dues aux quantités effectives (champs, couplages) ajoutées au cas standard. Ces diverses quantités caractériseront à elles seules ce qui se trouve immédiatement au-delà du cas standard. Si l'on dimensionne correctement le problème (un lagrangien étant par définition ici de dimension 4 en masse-énergie), on distinguera plusieurs classes selon la dimensionnalité des processus. En considérant qu'un couplage aux dimensions adéquates précède chaque opérateur du lagrangien, on aura trois types d'opérateurs [95] :

- les opérateurs “dominants”, avec $d < 4$ (traduction de *relevant*) ;
- les opérateurs “marginiaux”, avec $d = 4$;
- les opérateurs “sous-dominants”, avec $d > 4$ (traduction de *irrelevant*) ;

Les opérateurs de type dominant sont en général dominants à basse énergie. En effet, si l'on considère par exemple un vertex à trois scalaires dont un lourd ($\lambda\phi^\dagger\phi\Phi$), dont la combinaison des champs est de dimension 3 ($[\lambda] = 1$), alors on aura pour le processus $\phi\phi \xrightarrow{\Phi} \phi\phi$ la section efficace (dimension -2) : $\sigma \propto E^{-2}(\lambda/M_\Phi)^4$, où $m_\phi \ll E \ll M_\Phi$. La section efficace est donc inversement proportionnelle à E^2 , et l'on peut très bien

redéfinir une interaction locale en absorbant la masse du scalaire lourd dans le couplage. De même, on a à haute énergie $\sigma \propto E^{-2}(\lambda/E)^4$, avec $E \gg M_\Phi$; le processus se trouve donc supprimé.

Les opérateurs de types marginaux se trouvent par exemple dans les lagrangiens libres des champs scalaires $((\partial\phi)^2 + m^2\phi^2)$, ou dans les termes de Yukawa pour des fermions $(\phi\psi\psi^\dagger)$.

Quant aux opérateurs sous-dominants, ils sont non-renormalisables et normalement supprimés à basse énergie. Leur rôle est généralement de mimer les effets d’une physique à plus haute énergie qui n’est pas prise en compte explicitement dans la modélisation effective. C’est le cas par exemple dans le lagrangien d’interaction de Fermi 5.2, où la combinaison des champs est de dimension 6. Ainsi, pour un processus de type $\nu + l \rightarrow \nu + l$, on aura une section efficace $\sigma_{\nu l} \propto G_F^2 E_{CM}^2$, où E_{CM} est l’énergie dans le centre de masse. Ce processus sera donc sous-dominant à basse énergie, là où usage est fait de la théorie effective, mais posera des problèmes à plus haute énergie (du fait de la perte d’unitarité de la matrice S , et de la non-renormalisabilité). On pourra éventuellement les inclure dans un modèle effectif dès lors que les couplages mis en jeu seront faibles.

Ainsi sont jetés les jalons de la construction d’un lagrangien effectif. Nous verrons dans la prochaine partie comment appliquer ces prescriptions dans le cadre d’un modèle de matière noire.

5.1.3 Modèle effectif de matière noire

Les observations astrophysiques ainsi que les théories de formation de grandes structures permettent de définir les caractéristiques de base d’une particule de matière noire : elle doit être massive et électriquement neutre, stable sur des échelles de temps cosmologiques et ne doit pas interagir fortement avec la matière ordinaire. On considèrera cette matière noire comme froide, *i.e.* ayant une vitesse non-relativiste au moment de son découplage du plasma primordial, et composée dans un premier temps de particules fermioniques. Notre modèle étant destiné à réaliser des prédictions pour la détection indirecte via l’astronomie gamma, nous imputerons en outre à cette particule soit la capacité d’auto-annihilation (particule de Majorana), soit l’absence d’une quelconque asymétrie particule-antiparticule, contrairement à la matière ordinaire (principe de la baryogénèse). Autrement dit, pour le dernier cas, nous supposons qu’il y a autant de particules que d’anti-particules dans le cadre d’un modèle de type Dirac.

Le lagrangien effectif résultant de ces prescriptions doit prendre en compte toutes les interactions possibles de cette particule test avec la matière ordinaire. Par ailleurs, afin de restreindre le champ de nos études, nous fixerons arbitrairement une limite supérieure en masse à l’ordre du TeV. Cette échelle définira en outre l’échelle de validité de notre théorie effective ¹. De fait, nous devons prendre en compte les propagateurs des bosons de type Z^0 , puisque nous ne nous trouverons pas forcément dans la limite de masse nulle.

¹En toute rigueur, il faudrait définir cette échelle en étudiant précisément la limite d’unitarité de la matrice S .

Nous considèrerons de même l'existence d'un champ scalaire neutre ϕ_0 , sans le contraindre aux caractéristiques du boson de Higgs de la théorie électrofaible, ainsi que des champs scalaires ϕ_{fi} associés aux différentes charges $U(1)_{\text{électrique}}$ du modèle standard ($1 \leq i \leq 4$, indice associé aux charges électriques $-1, -1/3, 2/3$ et 1). Ainsi, en prenant un champ fermionique test χ , on peut écrire un lagrangien effectif de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{eff} = & \mathcal{L}_{\text{cinétique}} + \bar{\chi}(c_1 + c_2\gamma_5)\chi\phi_0 + \bar{\chi}\gamma^\mu(c_3 + c_4\gamma_5)\chi Z_\mu \\
& + \sum_{\text{fermions}} [\bar{f}(c_f + \tilde{c}_f\gamma_5)f\phi_0 + \bar{f}\gamma^\mu(c'_f + \tilde{c}'_f\gamma_5)fZ_\mu] \\
& + \sum_{i \in Q} \bar{\chi}(c_{fi} + \tilde{c}_{fi}\gamma_5)f_i\phi_{fi} \\
& (+[ZWW] + [\phi_0WW] + [\phi_0ZZ] + [\phi_\alpha\chi Z] + [\phi_\beta\chi W]) \\
& + (\text{complexe conjugué})
\end{aligned} \tag{5.7}$$

où les c sont les différents couplages, f les champs fermioniques du modèle standard et $[ZWW]$ mime le couplage standard entre bosons Z^0 et W^\pm . Les autres processus figurant entre crochets et permettant de considérer des bosons dans l'état final d'annihilation ne seront pas considérés ici, et feront l'objet d'un travail ultérieur. À tous les processus standard, on fera correspondre les paramètres du modèle standard (couplages des quarks et leptons au Z^0 , par exemple). La partie cinétique s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{cinétique}} = \sum_{\text{fermions}} \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_f)\psi + \sum_{\text{scalaires}} [\partial_\mu\phi^*\partial^\mu\phi - m_s^2\phi\phi^*] \tag{5.8}$$

On peut noter l'absence de processus de type $\chi\bar{\chi} \rightarrow \gamma\gamma$, qui n'entre pas pour le moment dans le cadre de nos motivations premières. Par ailleurs, les termes de contact à quatre corps n'ont pas été considérés (termes sous-dominants au sens dimensionnel, *cf.* plus haut). En effet, pour les processus du type $\bar{\chi}\chi \rightarrow \bar{f}f$, on peut toujours retrouver une contraction locale en prenant une masse élevée pour le boson messenger (scalaire et/ou vecteur) de l'interaction. On pourrait aussi penser aux diagrammes de type boîte existant dans le MSSM, par exemple pour $\chi_0\chi_0 \rightarrow \gamma\gamma$, mais ces diagrammes sont supprimés par des puissances de couplages faibles et vont au-delà de notre propos. Si ces raies d'annihilation ont toutefois un intérêt certain dans le cadre de la détection indirecte de matière noire, nous diffèrerons leur étude et nous concentrerons ici sur la production de photons issus des processus de fragmentation. Il est important de remarquer dès à présent qu'un tel lagrangien permet certaines connexions avec le MSSM, dans lequel on trouve des processus similaires : il sera possible d'effectuer certaines comparaisons en prenant les masses et couplages du MSSM.

Ainsi, nous avons formulé un lagrangien pouvant décrire les interactions d'un fermion test χ avec la matière ordinaire à basse énergie. La prochaine étape consiste à calculer la section efficace d'annihilation totale. C'est l'objet de la partie suivante.

5.2 Section efficace d'annihilation

Cette partie, bien que technique, servira de terreau à l'ensemble de notre étude, puisque la section efficace d'annihilation de notre particule test sera sa principale caractéristique.

Cette dernière dépendra en effet de tous les ingrédients de notre modèle, à savoir l'ensemble des processus pris en compte, les masses des différents acteurs ainsi que les couplages associés aux interactions. Pour les calculs induisant des particules de Majorana, nous avons tenu compte des prescriptions de l'appendice D de la référence [96].

5.2.1 Bilan des interactions, vertex et propagateurs

Compte tenu du lagrangien 5.7, il est possible de déterminer explicitement la section efficace d'annihilation. Cette dernière se résume à quatre processus : $\bar{\chi}\chi \rightarrow W^+W^-, Z^0Z^0, Z^0\phi_0$ et $\bar{\chi}\chi \rightarrow \bar{f}f$. Bien que notre étude soit destinée à des prédictions de flux de rayons gamma issus de l'hadronisation des états finals d'annihilation, nous nous restreindrons à l'annihilation en deux fermions dans un premier temps. En effet, les bosons de jauge Z^0 et $W^{+/-}$ se désintègrent principalement en quarks, et l'on pourra toujours évaluer grossièrement leur contribution en gamma, connaissant celle des quarks. Par ailleurs, la seule prise en compte de la fragmentation des quarks est suffisante pour effectuer des comparaisons avec les modèles de supergravité minimale, pour lesquels ces états finals sont généralement favorisés. Bien entendu, une étude plus complète devra, dans le futur, prendre en compte la totalité des interactions possibles.

Les propagateurs et les couplages à considérer sont donc les suivants :

$$\begin{array}{c} \mu, a \\ \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \\ \nu, b \end{array} = \frac{-i\delta^{ab}}{q^2 - M_v^2} \left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_v^2} \right) \quad (5.9)$$

$$\begin{array}{c} a \\ \text{-----} \\ \text{~~~~~} \\ (x)_a \end{array} = \frac{i\delta^{ab}}{q^2 - M_s^2} \quad (5.10)$$

$$\begin{array}{c} \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \\ \mu, c \\ \text{~~~~~} \\ (x)_a \\ \text{~~~~~} \\ (\bar{x})_b \end{array} = i\gamma^\mu (X^c)_{ab} \quad (5.11)$$

$$\begin{array}{c} \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \\ \mu, c \\ \text{~~~~~} \\ (f)_a \\ \text{~~~~~} \\ (\bar{f})_b \end{array} = i\gamma^\mu (F^c)_{ab} \quad (5.12)$$

$$\begin{array}{c} \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \\ (\phi_0)_c \\ \text{-----} \\ (x)_a \\ \text{~~~~~} \\ (\bar{x})_b \end{array} = i(O_\chi^c)_{ab} \quad (5.13)$$

$$\begin{array}{c} \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \\ (\phi_0)_c \\ \text{-----} \\ (f)_a \\ \text{~~~~~} \\ (\bar{f})_b \end{array} = i(O_f^c)_{ab} \quad (5.14)$$

$$\begin{array}{c} \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \\ \text{~~~~~} \\ (\bar{\phi}_f)_c \\ \text{-----} \\ (x)_a \\ \text{~~~~~} \\ (f)_b \end{array} = i(O_{\chi f}^c)_{ab} \quad (5.15)$$

On se place dans la jauge unitaire (on ne calculera pas de processus induisant des boucles). En utilisant les projecteurs gauche $P_L = (1 - \gamma_5)/2$ et droit $P_R = (1 + \gamma_5)/2$, on peut réécrire les couplages précédents selon :

$$X = X_L P_L + X_R P_R \quad (5.16)$$

$$F = F_L P_L + F_R P_R \quad (5.17)$$

$$O_\chi = O_{\chi L} P_L + O_{\chi R} P_R \quad (5.18)$$

$$O_f = O_{fL} P_L + O_{fR} P_R \quad (5.19)$$

$$O_{\chi f} = O_{\chi f L} P_L + O_{\chi f R} P_R \quad (5.20)$$

On peut ainsi dissocier les composantes gauche et droite intervenant dans les différents processus.

La correspondance avec les couplages de l'équation 5.7 est la suivante :

$$\begin{cases} c_1 = O_R + O_L \\ c_2 = O_R - O_L \end{cases} \quad (5.21)$$

$$\begin{cases} c_3 = X_R + X_L \\ c_4 = X_R - X_L \end{cases} \quad (5.22)$$

$$\begin{cases} c_f = O_{fR} + O_{fL} \\ \tilde{c}_f = O_{fR} - O_{fL} \end{cases} \quad (5.23)$$

$$\begin{cases} c'_f = F_R + F_L \\ \tilde{c}'_f = F_R - F_L \end{cases} \quad (5.24)$$

$$\begin{cases} c_{fi} = (O_{\chi f R})_i + (O_{\chi f L})_i \\ \tilde{c}_{fi} = (O_{\chi f R})_i - (O_{\chi f L})_i \end{cases} \quad (5.25)$$

Par ailleurs, pour tout couplage de type $C = C_L P_L + C_R P_R$, on définira son conjugué selon :

$$\bar{C} = C_R P_L + C_L P_R \quad (5.26)$$

On remarque ici que l'on considère uniquement des couplages réels $((C_L, C_R) \in \mathcal{R}^2)$. Nous nous limiterons en effet à ce cas pour notre propos.

Pour une particule χ de type Majorana, on aura génériquement :

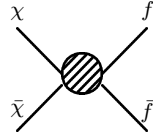
$$X_L = -X_R \quad (5.27)$$

ce qui traduit le fait qu'on ne puisse former que des vecteurs axiaux avec des spineurs de Majorana.

5.2.2 Amplitude totale et matrice S

Les vertex précédents nous permettent d'exprimer l'amplitude à l'arbre du processus $\bar{\chi}\chi \rightarrow \bar{f}f$ sous forme diagrammatique selon (sous réserve que $m_\chi \geq m_f$, car l'annihilation

se fait quasiment au repos) :



$$= \chi\bar{\chi}(\phi_0, s)ff\bar{\bar{}} + \chi\bar{\chi}(Z^0, s)ff\bar{\bar{}} + \chi\bar{\chi}(\phi_f, t)ff\bar{\bar{}} \quad (5.28)$$

Dans les parenthèses figurent les bosons messagers ainsi que la voie du transfert d'énergie (voie s ou t).

En utilisant les traditionnels 4-spineurs de Dirac $u(p)$ et $v(p)$ où p indique la 4-impulsion et où la dépendance en spin est implicite, les différentes amplitudes associées à $\chi(p_1)\bar{\chi}(p_2) \rightarrow f(k_1)\bar{f}(k_2)$ sont les suivantes :

$$\mathcal{A}(\phi_0, s) = \frac{i}{2(s - M_{\phi_0}^2)} \bar{v}(p_2) O_\chi u(p_1) \cdot \bar{u}(k_1) O_f v(k_2) - (p_1 \leftrightarrow p_2)_{\text{Majorana}} \quad (5.29)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(Z^0, s) &= \frac{i}{s - M_{Z^0}^2} \{ \bar{v}(p_2) \gamma^\mu X u(p_1) \cdot \bar{u}(k_1) \gamma_\mu F v(k_2) + \\ &\quad \frac{m_\chi m_f}{M_{Z^0}^2} (X_R - X_L)(F_R - F_L) \bar{v}(p_2) \gamma_5 u(p_1) \cdot \bar{u}(k_1) \gamma_5 v(k_2) \} \\ &\quad - (p_1 \leftrightarrow p_2)_{\text{Majorana}} \end{aligned} \quad (5.30)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\phi_f, t) &= \frac{i}{t - M_{\phi_f}^2} \bar{u}(k_1) O_{\chi f} u(p_1) \cdot \bar{v}(p_2) \bar{O}_{\chi f} v(k_2) \\ &\quad - (p_1 \leftrightarrow p_2)_{\text{Majorana}} \end{aligned} \quad (5.31)$$

Notons que l'échange ($p_1 \leftrightarrow p_2$) n'a de sens que pour des particules de Majorana ² (les spineurs u et v étant définitivement fixés par le sens du courant pour des particules de Dirac : particule entrante - u - et anti-particule sortante - \bar{v}). Ainsi, la dernière contribution en voie t contient implicitement la voie u pour des particules de Majorana. La cinématique est résumée dans les variables de Mandelstam :

$$s = 2(p_1^\mu \cdot p_{2\mu} + m_\chi^2) = 2(k_1^\mu \cdot k_{2\mu} + m_f^2) \quad (5.32)$$

$$t = m_\chi^2 + m_f^2 - 2p_1^\mu \cdot k_{1\mu} = m_\chi^2 + m_f^2 - 2p_2^\mu \cdot k_{2\mu} \quad (5.33)$$

$$u = m_\chi^2 + m_f^2 - 2p_1^\mu \cdot k_{2\mu} = m_\chi^2 + m_f^2 - 2p_2^\mu \cdot k_{1\mu} \quad (5.34)$$

Une telle formulation devient dans le centre de masse, pour t et u :

$$t = m_\chi^2 + m_f^2 - \frac{s}{2} + 2 \cos \theta \sqrt{\left(\frac{s}{4} - m_\chi^2\right)\left(\frac{s}{4} - m_f^2\right)} \quad (5.35)$$

$$u = m_\chi^2 + m_f^2 - \frac{s}{2} - 2 \cos \theta \sqrt{\left(\frac{s}{4} - m_\chi^2\right)\left(\frac{s}{4} - m_f^2\right)} \quad (5.36)$$

$$(5.37)$$

où θ est l'angle entre \mathbf{p}_1 et \mathbf{k}_1 . On pourra se référer aux annexes pour plus de détails, mais on voit d'ores et déjà que le carré des amplitudes ne dépendra que de s et de θ .

²Pour des particules de Dirac, il ne faudra prendre que le premier terme, et ajouter un facteur 2 pour les contributions en voie s . De même, dans l'amplitude décrivant l'échange de Z , le second terme permutant $p_1 \leftrightarrow p_2$ et caractérisant une particule de Majorana doit s'accompagner de la transformation $\gamma^\mu X \leftrightarrow -\gamma^\mu \bar{X}$.

5.2.3 Section efficace totale d'annihilation

La section efficace d'annihilation totale est obtenue en élevant au carré le module de l'amplitude totale \mathcal{M} . Afin de donner des résultats de façon plus lisible, nous décomposerons la section efficace totale sur quelques contributions remarquables :

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{4} \sum_{\text{spins}} |\mathcal{A}_{tot}|^2 = |\mathcal{M}_s|^2 + |\mathcal{M}_{\bar{s}}|^2 + |\mathcal{M}_t|^2 + |\mathcal{M}_{s\bar{s}}|^2 + |\mathcal{M}_{st}|^2 + |\mathcal{M}_{\bar{s}t}|^2 \quad (5.38)$$

avec les définitions suivantes :

$$|\mathcal{M}_s|^2 \equiv \frac{1}{4} \sum_{\text{spins}} |\mathcal{A}(Z^0, s)|^2 \quad (5.39)$$

$$|\mathcal{M}_{\bar{s}}|^2 \equiv \frac{1}{4} \sum_{\text{spins}} |\mathcal{A}(\phi_0, s)|^2 \quad (5.40)$$

$$|\mathcal{M}_t|^2 \equiv \frac{1}{4} \sum_{\text{spins}} |\mathcal{A}(\phi_f, t)|^2 \quad (5.41)$$

$$|\mathcal{M}_{s\bar{s}}|^2 \equiv \frac{1}{4} \sum_{\text{spins}} \{\mathcal{A}^*(\phi_0, s)\mathcal{A}(Z^0, s) + \mathcal{A}(\phi_0, s)\mathcal{A}^*(Z^0, s)\} \quad (5.42)$$

$$|\mathcal{M}_{st}|^2 \equiv \frac{1}{4} \sum_{\text{spins}} \{\mathcal{A}^*(Z_0, s)\mathcal{A}(\phi_f, t) + \mathcal{A}(Z_0, s)\mathcal{A}^*(\phi_f, t)\} \quad (5.43)$$

$$|\mathcal{M}_{\bar{s}t}|^2 \equiv \frac{1}{4} \sum_{\text{spins}} \{\mathcal{A}^*(\phi_0, s)\mathcal{A}(\phi_f, t) + \mathcal{A}(\phi_0, s)\mathcal{A}^*(\phi_f, t)\} \quad (5.44)$$

Les facteurs de couleur pour les quarks seront pris en compte en fin de calcul. Les résultats sont présentés en annexe. Il convient ici de souligner un aspect important : **pour des particules de Dirac, il faudra aussi ajouter un facteur 1/2 devant la section efficace moyennée, car ces dernières possèdent un nombre deux fois plus important de degrés de liberté que des particules de Majorana.**

5.3 Densité relique et flux de rayons gamma cosmiques

D'éventuels candidats à la matière noire n'ayant pas encore été mis en évidence dans les accélérateurs de particules, les "observables" les plus directes dont nous disposons pour contraindre les modèles sont les mesures récentes de la densité relique, ainsi que les limites actuelles sur le rayonnement gamma en provenance des halos de galaxies. Il existe par ailleurs les contraintes provenant de la détection directe. Cependant, bien que nos modèles puissent en principe rendre compte d'une collision élastique avec un noyau atomique ³, nous n'aborderons pas ce point ici. Dans la première partie de cette section, nous exposerons la méthode choisie pour estimer la densité relique de nos modèles, puis, dans une seconde partie, nous montrerons comment déterminer un flux de gamma généré par l'annihilation de matière noire dans les halos de galaxies.

³Pour ce faire, il faudrait ajouter les couplages aux gluons, et utiliser en dernier lieu les matrices de projection sur les états *proton* et *neutron*.

5.3.1 Densité relique

Une des contraintes fondamentales pour la matière sombre est sa densité fossile. En effet, dans l'hypothèse où elle est composée de particules élémentaires et stables sur des échelles de temps cosmologiques, elle devait comme tout autre particule être en équilibre thermique avec le plasma primordial, avant de subir un découplage en fonction de sa masse et de ses interactions avec ce même plasma (*cf.* § 2.2.2). Cette densité relique doit être compatible avec les mesures actuelles de la densité totale de matière, moyennant une certaine tolérance déterminée par les incertitudes théoriques et expérimentales. Nous reviendrons sur ce point à la fin de cette partie.

L'approche que nous avons retenue pour l'estimation numérique de la densité relique de nos particules tests est basée sur les prescriptions de Kolb & Turner [97] ainsi que de la méthodologie développée par Srednicki *et al.* [98]. Bien que cette méthode repose sur quelques approximations, elle permet toutefois de mieux mettre en relief les quantités auxquelles la physique est la plus sensible, comme nous le verrons par la suite. Les variables dont les définitions ne seront pas explicitement mentionnées ont déjà été introduites au chapitre 2..

a) Évolution des populations : l'équation de Boltzmann

Considérons un gaz d'espèce χ contenant autant de particules que d'anti-particules, de densité numérique n . On peut décomposer cette densité sur les différents degrés de liberté selon $n = \sum_{i=1}^{N_{dl}} n_i$, où N_{dl} représente le nombre total de degrés de liberté (4 pour des particules de Dirac, 2 pour des particules de Majorana). L'évolution de la densité associée au $i^{\text{ième}}$ degré de liberté dans un Univers en expansion au taux H est donnée par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = -3Hn_i(t) - \sum_{j=1}^{N_{dl}} \langle \sigma_{ij} v_{rel} \rangle (n_i(t)n_j(t) - n_{0i}(t)n_{0j}(t)) \quad (5.45)$$

où le second terme du membre de droite décrit l'annihilation de i avec j ($v_{rel} = v_i - v_j$), à laquelle l'équilibre thermique, caractérisé par les densité d'équilibre n_0 , s'oppose. Aucun processus de co-annihilation n'est considéré ici ⁴, et seuls interviennent les degrés de liberté des particules χ .

L'équation ci-dessus peut se lire de plusieurs manières. Il est clair qu'elle est correcte pour tout $j \neq i$. Toutefois, lorsque $j = i$, la densité doit subir une extinction 2 fois plus importante ; mais ceci est contre-balané par le fait qu'il faut ajouter un facteur 1/2 pour éviter le double-comptage du nombre d'interactions [99].

Si l'on revient à la densité totale des particules χ , le théorème d'équipartition stipule que : $n_i = n/N_{dl}$. L'équation 5.45 devient donc en terme de densité totale :

$$\frac{dn(t)}{dt} = -3Hn(t) - \langle \sigma v_{rel} \rangle (n^2(t) - n_0^2(t)) \quad (5.46)$$

⁴On fait l'hypothèse que les particules χ sont les seules particules de matière stables au-delà du modèle standard.

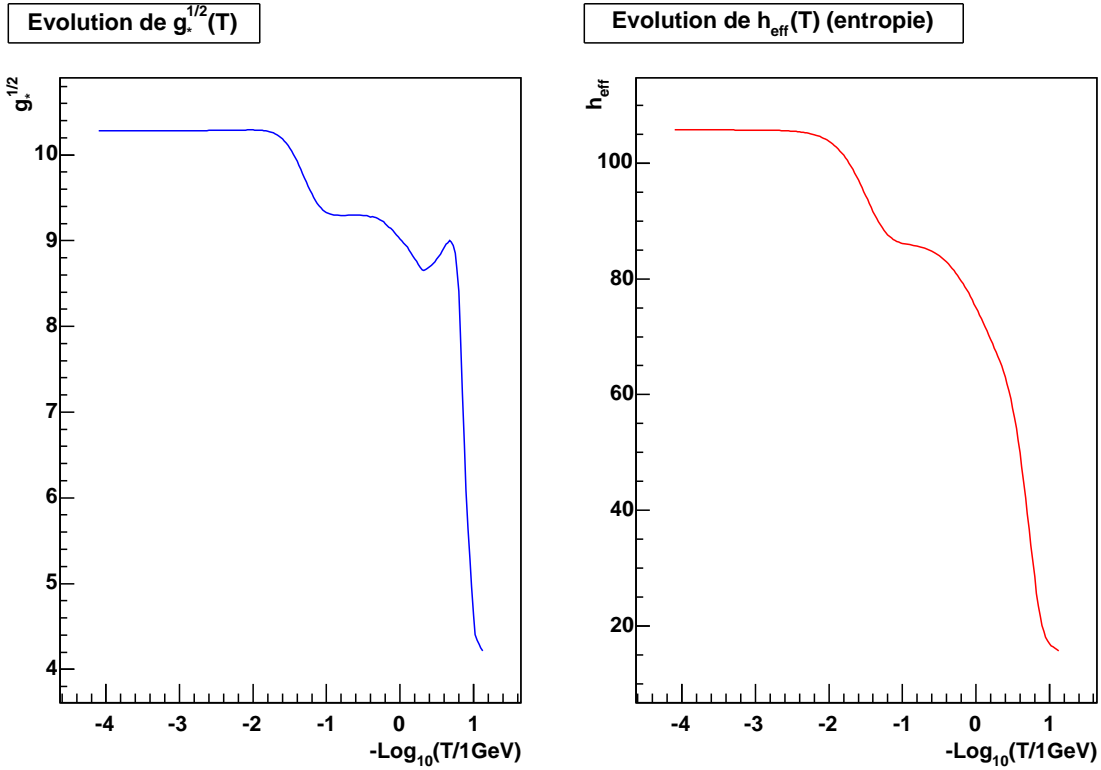


FIG. 5.1 – Évolution des degrés effectifs de liberté $g_*^{1/2}$ (cf. équation 5.53) et h_{eff} (entropie) en fonction de la température, pour une transition quarks-hadrons à 150 MeV.

avec :

$$\sigma \equiv \frac{1}{N_{dl}^2} \sum_{i,j}^{N_{dl}} \sigma_{ij} \quad (5.47)$$

On a vu dans le § 2.2.1 que la température T de l'Univers était associée à la température des photons, et il s'avère ici intéressant d'exprimer de façon explicite la dépendance en température. À cette fin, on utilise les degrés effectifs de liberté g_{eff} et h_{eff} respectivement associés à la densité d'énergie totale et à la densité d'entropie et définis par les équations 2.16 et 2.22. Compte tenu de la conservation de l'entropie covolumique totale $S = a^3 s = h_{\text{eff}} a^3 T^3$, le taux d'expansion peut s'écrire :

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = -\frac{\dot{T}}{T} - \frac{\dot{T}}{3h_{\text{eff}}} \frac{dh_{\text{eff}}}{dT} = \left(\frac{8\pi G\pi^2 T^4 g_{\text{eff}}}{3 \cdot 30} \right)^{1/2} \quad (5.48)$$

L'évolution des degrés de liberté effectifs en fonction de la température a déjà fait l'objet de nombreuses études, et dépend explicitement du contenu en particules, ainsi que des transitions de phases dans l'Univers primordial. En particulier, la transition quarks-hadrons, qui n'est toujours pas véritablement comprise, peut s'avérer cruciale pour certains calculs. On fixe généralement cette transition à une température située entre 150 et 400 MeV.

Définissons maintenant pour une particule de masse m :

$$x \equiv \frac{T}{m} \quad (5.49)$$

$$Y_0(x) \equiv \frac{n_0(x)}{h_{\text{eff}} T^3} \quad (5.50)$$

$$Y(x) \equiv \frac{n(x)}{h_{\text{eff}} T^3} \quad (5.51)$$

Il est dès lors possible de réécrire l'équation 5.46 selon :

$$\frac{dY(x)}{dx} = m \left(\frac{45M_{Pl}^2}{4\pi^3 g_{\text{eff}}} \right)^{1/2} \left(h_{\text{eff}} + \frac{mx}{3} \frac{dh_{\text{eff}}}{dT} \right) < \sigma v_{rel} > (Y^2(x) - Y_0^2(x)) \quad (5.52)$$

où l'on a exprimé la constante de gravitation selon $G = 1/M_{Pl}^2$ (unités naturelles). C'est là l'équation différentielle qui servira de base au traitement numérique de la densité relique. On regroupe généralement les termes associés aux degrés de liberté dans une variable synthétique [101] selon :

$$\begin{aligned} g_*^{1/2} &\equiv \frac{h_{\text{eff}}}{\sqrt{g_{\text{eff}}}} \left(1 + \frac{T}{3h_{\text{eff}}} \frac{dh_{\text{eff}}}{dT} \right) \\ &\equiv \frac{h_{\text{eff}}}{\sqrt{g_{\text{eff}}}} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{d \ln h_{\text{eff}}}{d \ln T} \right) \end{aligned} \quad (5.53)$$

Pour un traitement consensuel des degrés de liberté, nous utiliserons les tables fournies dans le programme DarkSusy, dans lesquelles la température de transition de phase quarks-hadrons a été fixée à 150 MeV, selon les prescriptions formulées dans [98]. La figure 5.1 montre l'évolution des degrés de liberté avec la température du plasma.

Pour notre particule test, la densité fossile rapportée à la densité critique est donnée aujourd'hui par la quantité :

$$\Omega_\chi h^2 = 1.555 \times 10^8 \times h_{\text{eff}}(T = 2.7K) \times Y(T = 2.7K) \times \left(\frac{m_\chi}{GeV} \right) \quad (5.54)$$

Il est évident que la densité relique sera d'autant plus faible que la section efficace sera importante, comme c'est illustré sur la figure 5.2.

b) Moyenne thermique de la section efficace

En considérant un processus d'annihilation de deux particules χ d'impulsions p_1 et p_2 en particules d'impulsions k_i , caractérisé par l'amplitude totale \mathcal{M} , le produit de la section efficace et de la vitesse relative s'écrit usuellement :

$$\sigma v_{rel} = \frac{1}{4E_1 E_2} \int \left(\prod_i \frac{d^3 k_i}{(2\pi)^3 2k_i^0} \right) 2\pi^4 \delta^4(p_1 + p_2 - \sum_j k_j) |\mathcal{M}|^2 \quad (5.55)$$

où la moyenne sur les configurations spinorielles est incluse dans $|\mathcal{M}|^2$.

On peut dès lors définir une quantité $w(s)$ selon :

$$w(s) \equiv E_1 E_2 \sigma v_{rel} \quad (5.56)$$

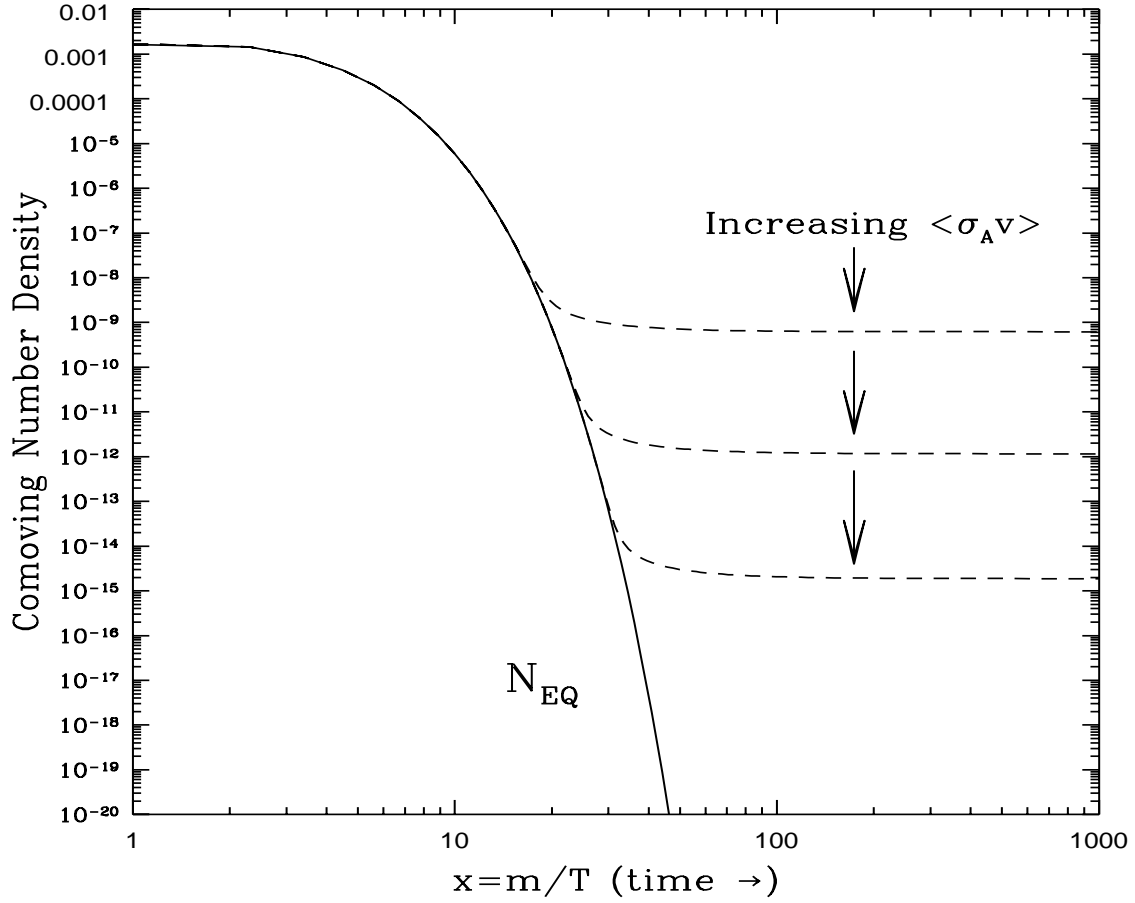


FIG. 5.2 – Évolution de la densité covolumique en fonction d'un paramètre d'échelle m/T . Est illustrée l'influence de la section efficace d'annihilation sur le découplage et la densité d'un reliquat de l'Univers primordial : plus la section efficace est importante, plus la densité relique est faible. On voit bien la rupture avec le régime d'équilibre thermique, caractérisé par N_{eq} au moment du découplage : la densité est à l'équilibre thermique, et est supprimée par le facteur de Boltzmann $e^{-m/T}$, jusqu'au découplage où elle se retrouve figée. Cette figure est extraite de [31].

qui est un invariant de Lorentz.

Pour une fonction de distribution $f(E)$ des particules χ dans l'espace des phases, la moyenne thermique du produit σv_{rel} s'exprime comme :

$$\langle \sigma v_{rel} \rangle \equiv \frac{\int d^3p_1 d^3p_2 f(E_1) f(E_2) w(s) / (E_1 E_2)}{\int d^3p_1 f(E_1) \int d^3p_2 f(E_2)} \quad (5.57)$$

La fonction $f(E)$ considérée ici sera une distribution de Fermi-Dirac (cf. équation 2.9). Le dénominateur de la relation précédente est une normalisation qui correspond à la densité d'équilibre au carré (n_0^2). En considérant l'angle θ entre \vec{p}_1 et \vec{p}_2 , l'équation précédente devient :

$$\langle \sigma v_{rel} \rangle = \frac{g_\chi^2}{8\pi^4 n_0^2} \int_0^\infty dp_1 dp_2 \frac{p_1^2 e^{-E_1/T} p_2^2 e^{-E_2/T}}{E_1 E_2} \int_{-1}^1 d \cos \theta w(s) \quad (5.58)$$

À ce stade, il s'avère délicat de résoudre numériquement une telle expression. La méthode proposée par Srednicki *et al.* [98] consiste en un développement autour de $x \rightarrow 0$. En effet, nous avons vu dans le § 2.2.2 que la zone la plus sensible est celle du découplage. Avant le découplage, le taux d'interaction est suffisamment important pour que les particules soient en équilibre thermodynamique, et leur densité est donc donnée par leur densité d'équilibre. En revanche, ça n'est plus le cas au moment du découplage, et c'est là que toutes les quantités physiques doivent être évaluées avec précision. Pour des particules massives (\geq quelques GeV) interagissant faiblement, la température de découplage se situe autour de $T_{dec} \sim m/20$, et le développement en $x \rightarrow 0$ est justifié. Ce développement offre l'avantage de pouvoir s'exprimer analytiquement (dans la limite d'une distribution de Maxwell-Boltzmann) selon :

$$\begin{aligned}
\langle \sigma v_{rel} \rangle = \frac{1}{m_\chi^2} [& w(\tilde{s}) \\
& - \frac{3}{2} (2w(\tilde{s}) - \frac{dw(\tilde{s})}{d\tilde{s}}) x \\
& + \frac{3}{8} (16w(\tilde{s}) - 8\frac{dw(\tilde{s})}{d\tilde{s}} + 5\frac{d^2w(\tilde{s})}{d\tilde{s}^2}) x^2 \\
& - \frac{5}{16} (30w(\tilde{s}) - 15\frac{dw(\tilde{s})}{d\tilde{s}} + 3\frac{d^2w(\tilde{s})}{d\tilde{s}^2} - 7\frac{d^3w(\tilde{s})}{d\tilde{s}^3}) x^3 \\
& + \mathcal{O}(x^4)]_{\tilde{s}=1}
\end{aligned} \tag{5.59}$$

avec $\tilde{s} \equiv s/(4m_\chi^2)$. La démonstration d'un tel développement se trouve à la disposition du lecteur en annexe. On peut synthétiser l'écriture précédente grâce à des coefficients a , b , c et d associés chacun à un ordre du développement :

$$\langle \sigma v_{rel} \rangle = a + bx + cx^2 + dx^3 + \mathcal{O}(x^4) \tag{5.60}$$

Cette moyenne thermique est donc entièrement déterminée dès lors que la fonction $w(s)$ est connue. L'onde S de la théorie cinétique est ici portée par le coefficient a .

c) Un cas simple : la limite de masse nulle pour les fermions sortants

Il s'avère relativement intéressant de prêter attention au processus d'annihilation en deux fermions de masses nulles, car c'est le moyen, d'une part d'exposer un résultat simplifié de nos calculs, et d'autre part d'en permettre une lecture plus pédagogique. Nous tâcherons ici de mettre en relief les effets dûs aux caractéristiques intrinsèques de nos particules tests ; aussi discuterons-nous séparément des résultats impliquant des particules de type Majorana de ceux impliquant des particules de type Dirac. Rappelons enfin que nous nous attachons ici au processus $\chi\chi \rightarrow f\bar{f}$.

– Particules de Majorana

On utilisera dans cette partie la propriété des particules de Majorana donnée par l'équation 5.27. Voyons dans un premier temps comment se décompose l'amplitude carrée totale. Les contributions respectives d'un échange de vecteur et de scalaire en voie s , ainsi

que de l'interférence résultante s'écrivent :

$$|\mathcal{M}_s|^2 = \frac{2X_L^2(F_L^2 + F_R^2)}{(s - M_{Z_0}^2)^2} \{2m_\chi^2 s - (m_\chi^2 - t)^2 - (m_\chi^2 - u)^2\} \quad (5.61)$$

$$|\mathcal{M}_{\bar{s}}|^2 = \frac{(O_{fL}^2 + O_{fR}^2)((O_{\chi L}^2 + O_{\chi R}^2)s^2 - 2(O_{\chi L} + O_{\chi R})^2 m_\chi^2 s)}{4(s - M_{\phi_0}^2)^2} \quad (5.62)$$

$$|\mathcal{M}_{s\bar{s}}|^2 = 0 \quad (5.63)$$

La nullité du dernier terme provient de sa proportionnalité en m_f .

L'échange d'un scalaire en voies t et u et l'interférence associée sont donnés par :

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{tu}|^2 &= (O_{\chi fL}^2 + O_{\chi fR}^2)^2 \left[\frac{(m_\chi^2 - t)^2}{4(t - M_{\phi_f}^2)^2} + \frac{(m_\chi^2 - u)^2}{4(u - M_{\phi_f}^2)^2} \right] - \\ &\quad \frac{1}{2(t - M_{\phi_f}^2)(u - M_{\phi_f}^2)} \{ (O_{\chi fL}^4 + O_{\chi fR}^4) m_\chi^2 s + \\ &\quad O_{\chi fL}^2 O_{\chi fR}^2 ((m_\chi^2 - t)^2 + (m_\chi^2 - u)^2 - s(s - 2m_\chi^2)) \} \end{aligned} \quad (5.64)$$

L'interférence entre vecteur en voie s et scalaire en voie t et u vaut :

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{stu}|^2 &= \frac{X_L(F_R O_{\chi fL}^2 - F_L O_{\chi fR}^2)}{(s - M_{Z_0}^2)(t - M_{\phi_f}^2)} \{ (m_\chi^2 - t)^2 + (m_\chi^2 - u)^2 - 2m_\chi^2 s \} - \\ &\quad \frac{X_L(F_L O_{\chi fR}^2 - F_R O_{\chi fL}^2)}{(s - M_{Z_0}^2)(u - M_{\phi_f}^2)} \{ (m_\chi^2 - t)^2 + (m_\chi^2 - u)^2 - 2m_\chi^2 s \} \end{aligned} \quad (5.65)$$

L'interférence entre scalaire en voie s et scalaire en voies t et u vaut :

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{\bar{s}tu}|^2 &= \frac{O_{\chi fL} O_{\chi fR}}{4(s - M_{\phi_0}^2)} \left[\frac{(O_{fL} O_{\chi L} + O_{fR} O_{\chi R})(s^2 + (m_\chi^2 - t)^2 - (m_\chi^2 - u)^2) - 2m_\chi^2 (O_{fL} + O_{fR})(O_{\chi L} + O_{\chi R})s}{(t - mse2)} \right. \\ &\quad \left. + \{t \leftrightarrow u\} \right] \end{aligned} \quad (5.66)$$

Le développement en vitesse pour la moyenne thermique utile au calcul de la densité relique peut aussi se décomposer sur les diverses contributions. Pour l'onde S , on aura :

$$a_s = 0 \quad (5.67)$$

$$a_{\bar{s}} = \frac{(O_{fL}^2 + O_{fR}^2)(O_{\chi L} - O_{\chi R})^2 m_\chi^2}{4\pi(4m_\chi^2 - M_{\phi_0}^2)^2} \quad (5.68)$$

$$a_{s\bar{s}} = 0 \quad (5.69)$$

$$a_{tu} = \frac{O_{\chi fL} O_{\chi fR} m_\chi^2}{2\pi(m_\chi^2 + M_{\phi_f}^2)^2} \quad (5.70)$$

$$a_{stu} = 0 \quad (5.71)$$

$$a_{\bar{s}tu} = -\frac{O_{\chi fL} O_{\chi fR} (O_{fL} - O_{fR})(O_{\chi L} - O_{\chi R}) m_\chi^2}{2\pi(m_\chi^2 + M_{\phi_f}^2)(4m_\chi^2 - M_{\phi_0}^2)} \quad (5.72)$$

Signalons que la nullité des terme a_{stu} et $a_{s\bar{s}}$ n'est due ici qu'à leur proportionnalité à la masse du fermion sortant. En revanche, le fait que a_s soit nul provient du caractère Majorana considéré ici. Nous verrons plus loin qu'il n'en est plus de même pour des particules de Dirac.

De même, pour le premier ordre en x :

$$b_s = \frac{2X_L^2(F_L^2 + F_R^2)m_\chi^2}{\pi(4m_\chi^2 - M_{Z^0}^2)^2} \quad (5.73)$$

$$b_{\bar{s}} = \frac{3m_\chi^2(O_{fL}^2 + O_{fR}^2)(4m_\chi^2(6O_{\chi L}O_{\chi R} - O_{\chi R}^2 - O_{\chi L}^2) - M_{\phi_0}^2(O_{\chi L} + O_{\chi R})^2)}{8\pi(4m_\chi^2 - M_{\phi_0}^2)^3} \quad (5.74)$$

$$b_{s\bar{s}} = 0 \quad (5.75)$$

$$b_{tu} = \frac{m_\chi^2(2(m_\chi^4 + M_{\phi_f}^4)(O_{\chi fL}^4 + O_{\chi fR}^4) - O_{\chi fL}^2 O_{\chi fR}^2(5m_\chi^2 - M_{\phi_f}^2)(m_\chi^2 + 3M_{\phi_f}^2))}{4\pi(m_\chi^2 + M_{\phi_f}^2)^4} \quad (5.76)$$

$$\begin{aligned} b_{st} = & \frac{O_{\chi fL}O_{\chi fR}m_\chi^2}{4\pi(4m_\chi^2 - M_{\phi_0}^2)^2(m_\chi^2 + M_{\phi_f}^2)^3} \{3M_{\phi_0}^2 M_{\phi_f}^4 (O_{\chi L} + O_{\chi R})(O_{fL} + O_{fR}) \\ & + 8m_\chi^6(3(O_{\chi L}O_{fL} + O_{\chi R}O_{fR}) - 4(O_{\chi R}O_{fL} + O_{\chi L}O_{fR})) \\ & - 4m_\chi^2 M_{\phi_f}^2(6M_{\phi_f}^2(O_{\chi R}O_{fL} + O_{\chi L}O_{fR}) \\ & + M_{\phi_0}^2(O_{\chi L}O_{fL} + O_{\chi R}O_{fR} - 3(O_{\chi R}O_{fL} + O_{\chi L}O_{fR}))) \\ & + m_\chi^4(M_{\phi_0}^2(5(O_{\chi R}O_{fL} + O_{\chi L}O_{fR}) - 3(O_{\chi R}O_{fR} + O_{\chi L}O_{fL})) \\ & + 8M_{\phi_f}^2(5(O_{\chi L}O_{fL} + O_{\chi R}O_{fR}) - 9(O_{\chi R}O_{fL} + O_{\chi L}O_{fR})))\} \end{aligned} \quad (5.77)$$

La composante $b_{s\bar{s}}$ s'annule en raison de sa dépendance en la masse du fermion sortant. Au total, il vient pour l'onde S , contribuant seule au flux de photons :

$$\begin{aligned} a_{\text{tot}} = & \frac{m_\chi^2 O_{\chi fL}^2 O_{\chi fR}^2}{2\pi(m_\chi^2 + M_{\phi_f}^2)^2} + \frac{m_\chi^2(O_{fL}^2 + O_{fR}^2)(O_{\chi L} - O_{\chi R})^2}{4\pi(4m_\chi^2 - M_{\phi_0}^2)^2} \\ & - \frac{O_{\chi fL}O_{\chi fR}(O_{fL} - O_{fR})(O_{\chi L} - O_{\chi R})m_\chi^2}{2\pi(m_\chi^2 + M_{\phi_f}^2)(4m_\chi^2 - M_{\phi_0}^2)} \end{aligned} \quad (5.78)$$

On peut montrer que cette expression est définie positive.

Insistons sur le fait que l'annihilation se produit principalement au repos, et ce quasiment depuis le découplage thermodynamique du plasma primordial. Cela signifie que la contribution de l'onde S (termes a_x) sera la quantité essentielle non seulement dans la détermination de produits secondaires d'annihilation aujourd'hui (dans les halos de galaxies, *cf.* section suivante) mais aussi dans l'estimation de la densité relique. Ce terme d'onde S est caractérisé dans la théorie cinétique par un moment cinétique total nul $J = 0$ ⁵. Ainsi, dans la limite de vitesse nulle, des particules de Majorana doivent nécessairement former un scalaire du fait du principe d'exclusion de Pauli, et ce indépendamment du canal d'annihilation. Le passage par un état scalaire n'a pas

⁵C'est en réalité un peu plus complexe, et parler du terme d'onde S est un abus de langage : en effet, si seule la véritable onde S contribue au premier terme du développement en vitesse, elle contribue aussi partiellement au second terme b .

de caractéristiques particulières pour des couplages aux scalaires les plus généraux. En revanche, la symétrie chirale a pour conséquence une dépendance explicite de la section efficace en la masse des fermions sortants. Par exemple, pour l'échange de Z^0 en voie s , on peut remarquer que la contribution de la partie transverse du vecteur (“vraie” partie vectorielle) est supprimée par le caractère Majorana de nos particules test (le fait que les couplages soient corrélés selon $X_L = -X_R$), *cf.* équation 5.67. De même, le terme purement scalaire de cette même contribution – partie longitudinale – est proportionnelle à la masse du fermion sortant du fait de la symétrie chirale ⁶. En revanche, dans le cadre de notre modélisation, il n'en va plus de même pour les couplages aux scalaires, puisqu'on ne leur impose pas la symétrie chirale. Aussi la contribution des termes issus d'échanges de scalaires ne dépend-elle aucunement de la masse des fermions sortants, comme on peut le constater dans les équations 5.68 et 5.70.

Dans le MSSM, les termes d'onde S pour l'annihilation de neutralinos en fermions sont génériquement proportionnels à la masse des fermions sortants (*cf.* équations 3.33 et 3.34). Les raisons de cette dépendance sont les mêmes que celles discutées précédemment à propos du boson Z^0 . En revanche, pour les canaux avec échange de scalaires, cette proportionnalité a deux origines : d'une part la dépendance explicite des couplages de Yukawa (Higgs-fermion-fermion) en la masse des fermions ⁷, et d'autre part la nature chirale des couplages de type jaugino-sfermion-fermion ⁸. La conséquence principale est que l'onde S calculée dans le cadre du MSSM pour des fermions sortants de masses nulles sera nulle. Apparaîtra aussi une hiérarchie naturelle entre contributions de l'onde S et de l'onde P ($P > S$).

Dans ce sens, nos modèles sont plus généraux que le MSSM, et le terme d'onde S résultant ne sera pas génériquement supprimé par des petites masses de fermions. Par ailleurs, la hiérarchie entre onde S et onde P ne sera pas ici automatique. En effet, nous n'avons imposé aucune dépendance en masse aux couplages O_f et $O_{\chi f}$, qui, écrits dans un cadre général, violent la symétrie chirale. Bien entendu, l'existence de tels couplages aux scalaires peut poser des problèmes d'unitarité aux grandes échelles d'énergie, et en particulier affecter les corrections radiatives aux masses des particules standard. Toutefois, ne nous intéressant pour le moment qu'à des processus de basse énergie, nous conserverons cette approche générale, sachant qu'il est extrêmement aisé d'ajouter, si problème se pose, une dépendance de nos couplages en masse.

– Particules de Dirac

⁶La symétrie chirale dans les couplages aux vecteurs est automatique et provient du fait que γ^μ anti-commute avec γ_5 , *cf.* équations 5.11 et 5.12.

⁷Cela permet de restaurer la symétrie chirale pour des fermions de masse nulle (*cf.* couplages de Yukawa dans le modèle standard), et participe aux conditions d'unitarité de la théorie.

⁸Pour les couplage de type higgsino-sfermion-fermion, on a la même dépendance explicite des couplages en masse du fermion due à la nature du champ de Higgs (*cf.* note précédente).

Nous donnons simplement ici le premier terme du développement en vitesse, afin d'établir une comparaison immédiate avec le cas Majorana. Nous avons pour l'onde S :

$$a_s = \frac{(F_L^2 + F_R^2)(X_L + X_R)^2 m_\chi^2}{4\pi(4m_\chi^2 - M_{Z^0}^2)^2} \quad (5.79)$$

$$a_{\tilde{s}} = \frac{(O_{fL}^2 + O_{fR}^2)(O_{\chi L} - O_{\chi R})^2 m_\chi^2}{8\pi(4m_\chi^2 - M_{\phi_0}^2)^2} \quad (5.80)$$

$$a_{s\tilde{s}} = 0 \quad (5.81)$$

$$a_t = \frac{(O_{\chi fL}^2 + O_{\chi fR}^2)^2 m_\chi^2}{16\pi(m_\chi^2 + M_{\phi_f}^2)^2} \quad (5.82)$$

$$a_{st} = -\frac{(F_R O_{\chi fL}^2 + F_L O_{\chi fR}^2)(X_L + X_R)m_\chi^2}{4\pi(m_\chi^2 + M_{\phi_f}^2)(4m_\chi^2 - M_{Z^0}^2)} \quad (5.83)$$

$$a_{\tilde{s}t} = \frac{O_{\chi fL} O_{\chi fR} (O_{fR} - O_{fL})(O_{\chi L} - O_{\chi R})m_\chi^2}{8\pi(m_\chi^2 + M_{\phi_f}^2)(4m_\chi^2 - M_{\phi_0}^2)} \quad (5.84)$$

Les termes s'annulant sont proportionnels à la masse du fermion sortant.

On peut remarquer que la contribution a_s du Z en voie s ainsi que le terme d'interférence a_{st} , ne sont plus supprimés pour des particules de Dirac. Ceci vient du fait que la partie vectorielle du couplage au Z n'est plus supprimée pour des particules de Dirac, et qu'il n'y a pas de contribution de la voie u pour venir compenser l'effet de la voie t dans l'interférence. Ce sont les signes des interférences qui caractériseront la suppression ou l'augmentation de la contribution totale.

Ainsi donc, nous avons vu succinctement dans cette section quelles caractéristiques physiques principales pouvaient distinguer l'annihilation de particules de Dirac de l'annihilation de particules de Majorana. Par ailleurs, nous avons discuté de manière plus explicite de la façon dont notre modélisation pouvait se comparer au MSSM dans le cadre d'une matière noire de Majorana. Les quantités décrites précédemment sont essentielles non seulement au calcul de la densité relique, mais aussi à l'estimation de l'annihilation de matière noire dans les halos des galaxies et des produits secondaires résultants. Ce dernier point fera l'objet de la prochaine section.

5.3.2 Flux de gamma issus des halos de galaxies

Nous ferons, comme dans le cas standard, l'hypothèse que nos particules tests peuplent les halos sombres des galaxies, et qu'elles y ont une distribution de vitesse isotrope et homogène. On peut ainsi découpler la partie astrophysique (profil de densité) de la partie issue du lagrangien effectif. Par ailleurs, nous nous intéresserons ici à la production de gamma secondaires, essentiellement produit au cours de l'hadronisation des processus $q\bar{q}$ et W^+W^- via la désintégration de pions neutres. Plutôt que de considérer ces processus en détail, nous adopterons une modélisation basée sur l'estimation du spectre de photons issus de $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, proposée récemment par Tasitsiomi *et al.* [100] dans le cadre d'annihilations de neutralinos. Ces derniers modélisent les processus de fragmentation issus des jets à l'aide du spectre de Hill pour les hadrons :

$$\frac{dN_h}{dx_h} \simeq \frac{15}{16} x_h^{-3/2} (1 - x_h)^2 \quad (5.85)$$

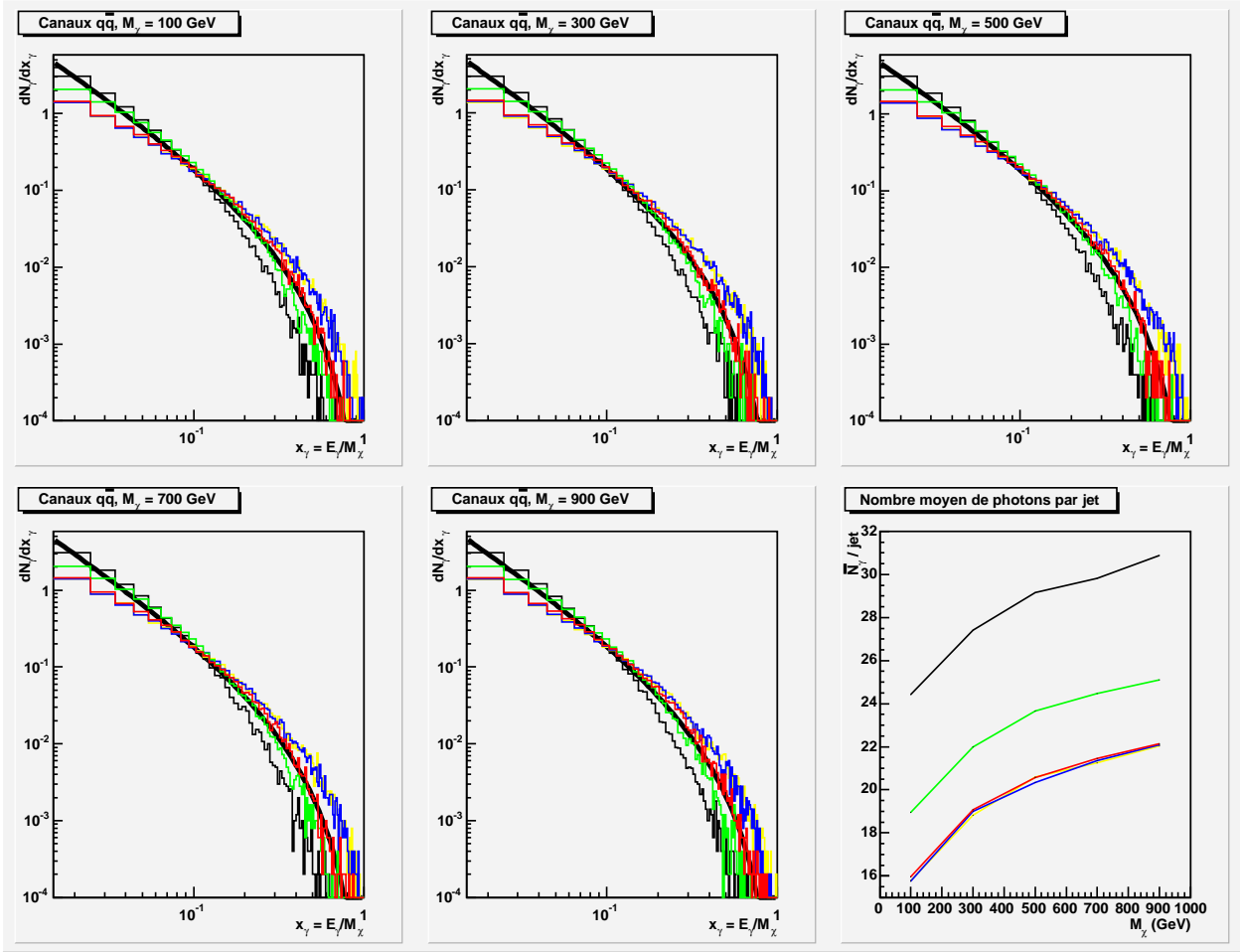


FIG. 5.3 – Spectres selon la variable d'échelle $x_\gamma = E_\gamma/m_\chi$ des photons issus de fragmentations $q\bar{q}$, pour différentes masses de particules de matière noire. La courbe noire est l'ajustement du spectre 5.87 sur la distribution issue de $b\bar{b}$ (en noir). Les autres distributions illustrent les cas de $s\bar{s}$ (en rouge), $c\bar{c}$ (en vert), $d\bar{d}$ (en bleu) et $u\bar{u}$ (en jaune). Tous ces spectres sont moyennés sur 5000 fragmentations pour chaque masse de particule test et chaque espèce de quarks. La figure en-bas à droite donne le nombre moyen total de photons par fragmentation et par espèce pour différentes masses de particules tests (même code de couleurs que précédemment) : on peut remarquer que $b\bar{b}$ domine, mais que ce nombre moyen est relativement stable sur un grand intervalle d'énergie dans le centre de masse ($E_{cm} = 2m_\chi$).

où $x_h = E_h/m_{\chi_0}$ (E_h est l'énergie d'un hadron dans un jet d'énergie totale valant deux fois la masse m_{χ_0} du neutralino). En supposant que tous les hadrons produits sont des pions, et que chaque famille de pion emporte 1/3 de l'énergie totale, on peut écrire le spectre du π^0 selon :

$$\frac{dN_{\pi^0}}{dx_{\pi^0}} \simeq \frac{5}{16} x_{\pi^0}^{-3/2} (1 - x_{\pi^0})^2 \quad (5.86)$$

où $x_{\pi^0} = E_{\pi^0}/m_{\chi_0}$. La probabilité par unité d'énergie qu'un pion neutre produise un gamma selon $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ est de $2/E_{\pi^0}$, et le spectre de photons gamma du continuum peut

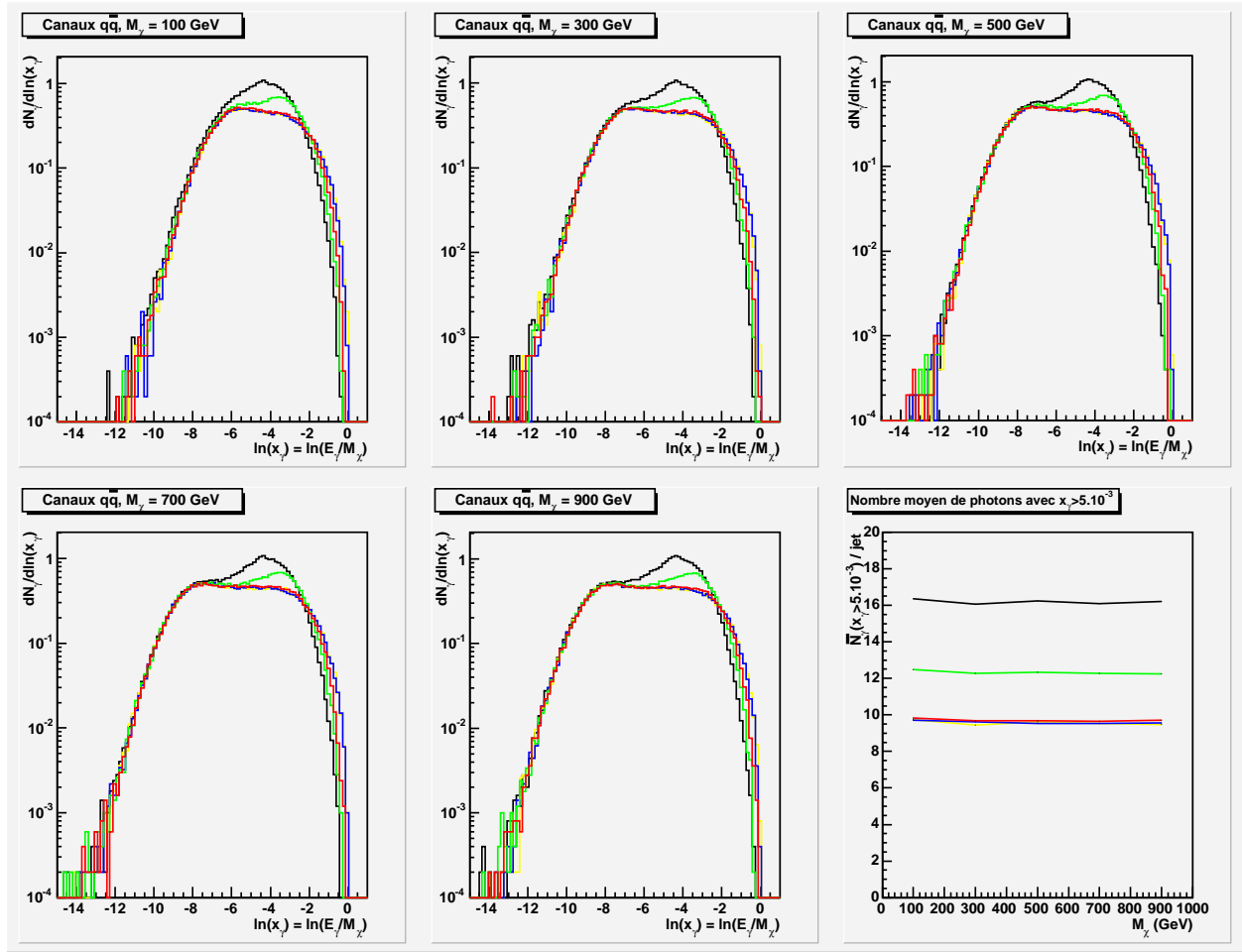


FIG. 5.4 – Spectres en $\ln(x_\gamma)$ des photons émis par fragmentations $q\bar{q}$. Le code des couleurs et la statistique sont identiques à la figure 5.3. Le graphe du bas à droite indique l'évolution du nombre moyen de photons par fragmentation avec la masse de nos particules tests (distributions intégrées au-delà de $x_\gamma^{\min} = 5 \times 10^{-3}$).

ainsi s'écrire :

$$\frac{dN_\gamma}{dx_\gamma} \simeq \int_{x_\gamma}^1 \frac{2}{x_{\pi^0}} \frac{dN_{\pi^0}}{dx_{\pi^0}} dx_{\pi^0} = \frac{10}{3} - \frac{5}{12} \frac{(6x_\gamma + 3x_\gamma^2 - 1)}{x_\gamma^{3/2}} \quad (5.87)$$

avec $x_\gamma = E_\gamma/m_{\chi_0}$. Le nombre de photons au-delà d'un seuil x_0 est donc donné par :

$$N_\gamma(x_\gamma > x_0) = \frac{5(\sqrt{x_0} - 1)^4}{6\sqrt{x_0}} \quad (5.88)$$

Nous avons contrôlé cette forme spectrale sur des simulations effectuées avec le programme Pythia : elle est en assez bon accord avec les distributions issues de jets simulés, ce qui se trouve illustré sur la figure 5.3. Elle est de plus valide pour tout modèle de particules s'annihilant au repos en quarks, et donc adaptée à notre propos.

L'usage de cette forme spectrale nécessite toutefois certaines précautions, car il est évident qu'elle ne tient pas compte d'une coupure infra-rouge pour des photons de basse

énergie ⁹. Nous choisirons par conséquent une normalisation différente de celle utilisée par Tasitsiomi, en définissant à cette fin un domaine de validité pour le spectre de l'équation 5.87. Ce domaine de validité sera caractérisé par un x_γ minimal, x_γ^{\min} . Sur la figure 5.4, se trouvent représentées les distributions du nombre de photons émis en fonction de $\ln(x_\gamma)$ par espèce de quarks et par masse de particules s'annihilant. On y voit clairement apparaître la coupure infra-rouge ¹⁰ précédemment mentionnée : le spectre 5.87 est approximativement valide pour la partie descendante des distributions, dont les maxima se situent autour de la valeur $\ln(x_\gamma) \simeq -5.5$. Nous fixerons donc le domaine de validité de la forme spectrale avec $x_\gamma^{\min} = 5 \times 10^{-3}$, ce qui correspond à des photons d'énergies minimales allant de 250 MeV à 5 GeV pour des particules tests de masses respectives de 50 GeV à 1 TeV. Cette borne inférieure est largement compatible avec les objectifs de cette étude, et fixera le seuil minimal accessible à nos prédictions (ce seuil dépendant de la masse).

Une zone de validité du spectre étant définie, il faut désormais déterminer la normalisation appropriée. On cherche ici à modéliser l'évolution du nombre moyen de photons émis par jet au-delà d'un seuil $x_\gamma^{\text{seuil}} \geq x_\gamma^{\min}$ en gardant la forme spectrale 5.87. On définit donc une "constante" de normalisation $\alpha(x_\gamma^{\text{seuil}}, m_\chi)$ de telle sorte que le nombre moyen de photons émis par jet au-delà de x_γ^{seuil} (intégration des distributions issues de Pythia) soit donné par :

$$\begin{aligned} \bar{N}_\gamma(x_\gamma^{\text{seuil}} \geq x_\gamma^{\min}, m_\chi) &= \bar{N}_\gamma(E_\gamma > E_\gamma^{\text{seuil}}, m_\chi) \\ &= \alpha(x_\gamma^{\text{seuil}}, m_\chi) N_\gamma(x_\gamma^{\text{seuil}}) \end{aligned} \quad (5.89)$$

où $N_\gamma(x_\gamma^{\text{seuil}})$ est donné par l'équation 5.88.

Or, on peut remarquer sur la figure 5.4, où l'exercice a été réalisé pour $x_\gamma^{\text{seuil}} = x_\gamma^{\min}$ (graphe en-bas à droite), que ce nombre est quasiment indépendant de m_χ (ce qui n'est pas le cas en intégrant tous les photons, cf. figure 5.3). Nous avons vérifié cette indépendance numériquement pour $x_\gamma^{\text{seuil}} \geq x_\gamma^{\min}$, et cela nous permet d'écrire $\bar{N}_\gamma(x_\gamma^{\text{seuil}}, m_\chi) \simeq \bar{N}_\gamma(x_\gamma^{\text{seuil}})$, et donc $\alpha(x_\gamma^{\text{seuil}}, m_\chi) \simeq \alpha(x_\gamma^{\text{seuil}})$. On aura donc :

$$\alpha(x_\gamma^{\text{seuil}}) = \bar{N}_\gamma(x_\gamma^{\text{seuil}}) \times \left[\frac{5(\sqrt{x_\gamma^{\text{seuil}}} - 1)^4}{6\sqrt{x_\gamma^{\text{seuil}}}} \right]^{-1} \quad (5.90)$$

L'évolution de $\alpha(x_\gamma^{\text{seuil}})$ est représentée sur la figure 5.5. On peut noter que les valeurs obtenues sont relativement stables et de l'ordre de l'unité pour $x_\gamma^{\text{seuil}} < 0.3$, ce qui montre numériquement que le spectre utilisé par Tasitsiomi est une approximation relativement bonne dans cette limite. En revanche, des variations plus grandes apparaissent pour de plus grandes valeurs de x_γ^{seuil} . Cela correspond toutefois à de très faibles valeurs de $N_\gamma(x_\gamma^{\text{seuil}})$, allant de $\sim 6.4 \times 10^{-2}$ à $\sim 1.2 \times 10^{-4}$ pour un x_γ^{seuil} variant respectivement de 0.3 à 0.8. Cela relativise les grandes valeurs de $\alpha(x_\gamma^{\text{seuil}})$ obtenues pour les quarks légers u et d , puisque

⁹En effet, la divergence du spectre 5.87 en $x_\gamma \rightarrow 0$ n'est pas physique : les processus perturbatifs de plus grands ordres nécessaires au traitement des divergence infra-rouge suppriment la production de photons aux basses énergies.

¹⁰Le programme Pythia inclut une coupure infra-rouge, et l'on remarque sur la figure citée que les distributions en photons sont supprimées à basse énergie.

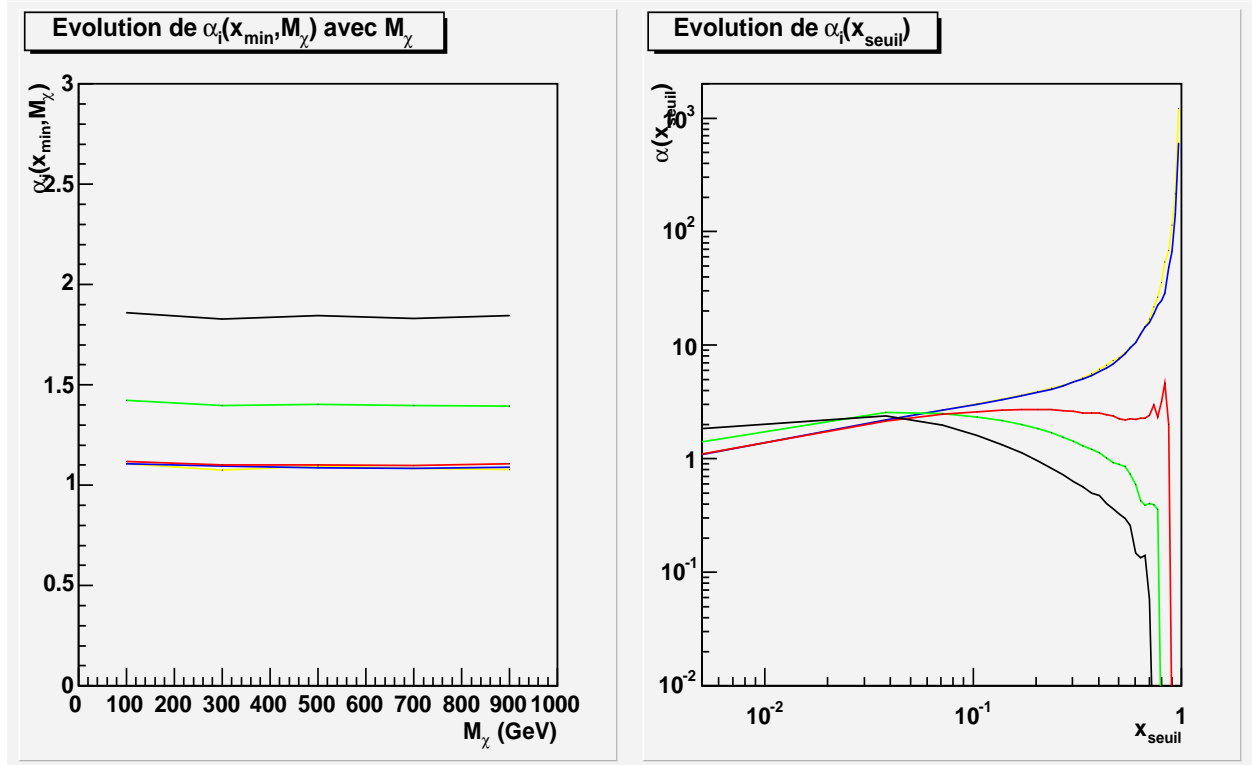


FIG. 5.5 – Sur la figure de gauche est illustrée la quasi-invariance de $\alpha(x_{\min})$ par rapport à la masse m_χ (\propto énergie dans le centre de masse), le code de couleur étant identique aux figures 5.3 et 5.4. Sur la figure de droite, est représentée l'évolution de α avec la borne seuil x_{seuil} : on peut remarquer que les grandes valeurs de α pour $d\bar{d}$ (en bleu) et $u\bar{u}$ (en jaune) pour des bornes d'intégration $x_{\text{seuil}} > 0.8$. Ceci illustre le caractère approximatif de la modélisation de Tasitsiomi.

les nombres de photons correspondant seront toujours très petits. Par conséquent, nous retiendrons donc une modélisation selon chaque espèce de quarks basée sur l'équation :

$$\begin{aligned} \bar{N}_{\gamma,i}(x_\gamma^{\text{seuil}}) &= \bar{N}_{\gamma,i}(E_{\text{seuil}}, m_\chi) \\ &= \alpha_i(x_\gamma^{\text{seuil}}) \times \left[\frac{5(\sqrt{x_\gamma^{\text{seuil}}} - 1)^4}{6\sqrt{x_\gamma^{\text{seuil}}}} \right] \end{aligned} \quad (5.91)$$

où l'indice i permet de dissocier les espèces de quarks.

Nous n'avons pas traité le quark *top* de la même manière car il n'obéit pas exactement au même type de fragmentation que les autres quarks. En effet, il se désintègre selon $t \rightarrow b+W$ (à 90%). Le boson W s'hadronise quant à lui à environ 68%. On utilisera par conséquent l'approximation $\alpha_t(x_\gamma^{\text{seuil}}) \simeq 2\alpha_b(x_\gamma^{\text{seuil}})$. D'autre part, afin de prendre en compte de façon préliminaire l'annihilation en W^+W^- , nous ajouterons à notre modélisation une section efficace effective $\sigma_{\chi\chi \rightarrow WW}$. Cet état final produit aussi des photons par hadronisation, et requiert par conséquent un traitement identique à celui des quarks. Pour ce dernier, nous choisirons $\alpha_W(x_\gamma^{\text{seuil}}) \simeq \alpha_c(x_\gamma^{\text{seuil}})$.

Ainsi, le flux en gamma au-delà d'une énergie E_{seuil} issu d'un halo de galaxie sera estimé

selon :

$$\frac{d^2 N_\gamma(E_\gamma > E_{\text{seuil}}, m_\chi)}{dS dt} = \frac{1}{2} \frac{\sum_{i \in \text{quarks}} \bar{N}_{\gamma,i}(E_\gamma > E_{\text{seuil}}, m_\chi) a_{q_i \bar{q}_i}}{4\pi m_\chi^2} \times \Sigma \quad (5.92)$$

où $a_{q_i \bar{q}_i}$ est l'onde S de la moyenne thermique du produit de la section efficace d'annihilation en $q_i \bar{q}_i$ par la vitesse relative (nos particules tests s'annihilent au repos dans les halos) ; Σ représente la contribution astrophysique au flux (\propto carré du profil de densité).

5.4 Contraintes sur les couplages effectifs

5.4.1 Élaboration d'un outil de simulation et espace des paramètres effectifs

Nous avons élaboré un outil de simulations numériques afin d'explorer l'espace des paramètres effectifs définis par les couplages et les masses du lagrangien de l'équation 5.7. Pour ce faire, nous avons dans un premier temps calculé analytiquement la section efficace totale, puis dérivé les coefficients du développement de Taylor de l'équation 5.60 jusqu'au troisième ordre avec l'aide du logiciel Mathematica. Puis nous avons construit un algorithme en langage Fortran pour estimer la densité relique et le flux de photons gamma, et permettant un tirage aléatoire de modèles effectifs à la fois pour des particules test de type Majorana et de type Dirac. L'espace des paramètres a été arbitrairement défini par les limites suivantes ¹¹ :

- $50 \leq m_\chi \leq 1000$ GeV ;
- $100 \leq M_{\phi_0} \leq 1000$ GeV ;
- $100 \leq M_{\phi_f} \leq 1000$ GeV ;
- |couplage droit/gauche| ≤ 0.9

Par ailleurs, l'annihilation en W^+W^- n'ayant pas été calculée explicitement, nous avons ajouté un paramètre libre de section efficace $\sigma_{\chi\chi \rightarrow WW}$ pour ce processus. Toutefois, par souci de simplicité, nous nous restreindrons dans un premier temps à la seule annihilation en fermions dans l'état final. Par conséquent, on prendra $\sigma_{\chi\chi \rightarrow WW} = 0$ dans la suite de l'exposé.

5.4.2 Résultats

Nous nous sommes concentrés sur l'étude d'une matière noire de Majorana, afin d'établir des comparaisons avec les modèles supersymétriques explorés au cours des chapitres précédents. De même, nous estimerons les flux de rayonnement gamma inhérents à l'annihilation de nos modèles dans le halo de M31, en considérant le même facteur astrophysique calculé au chapitre précédent. Nos résultats sont illustrés sur les figures 5.6 et 5.7.

On peut tout d'abord remarquer (figure 5.6) qu'un balayage aléatoire de l'espace des paramètres défini plus haut peut aisément donner des sections efficaces d'annihilation plus élevées que celles issues naturellement du MSSM. Ceci se comprend dans le sens où l'on utilise un intervalle large en couplage $[-0.9; 0.9]$, et l'on se place dans un cadre non

¹¹Ces limites peuvent bien entendu être modifiées au gré de l'utilisateur.

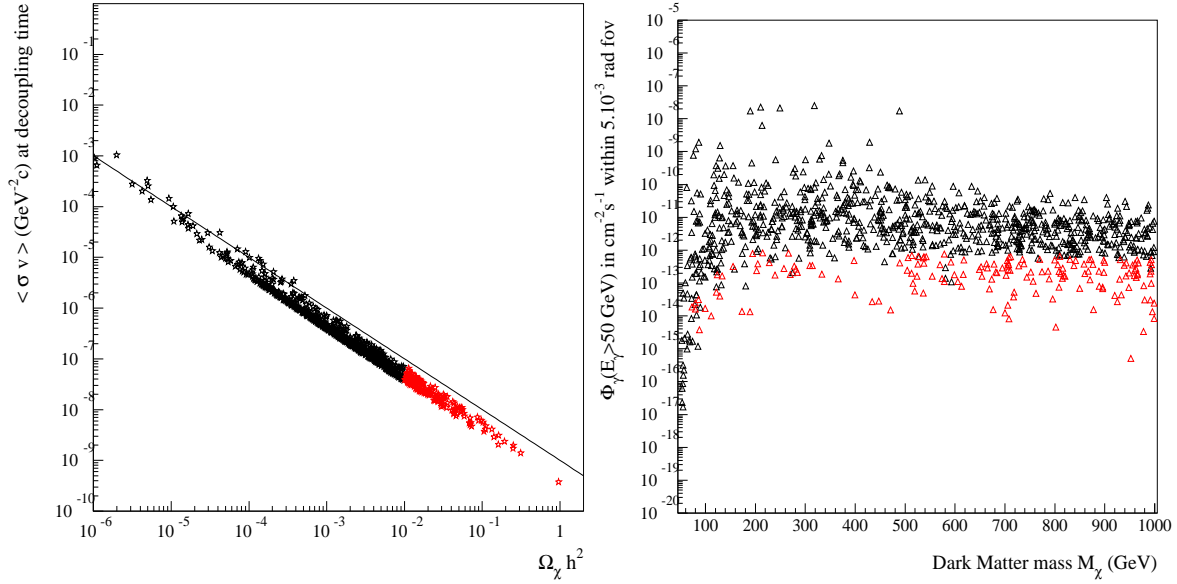


FIG. 5.6 – Prédications pour une matière noire fermionique de Majorana (modèles tirés aléatoirement sur un espace des paramètres défini dans le § 5.4.1). À gauche : section efficace d’annihilation moyennée en fonction de la densité relicue, avec en trait plein une loi selon $(\Omega_\chi h^2)^{-1}$. À droite : flux intégré de gamma pour M31 au-delà d’un seuil en énergie de 50 GeV en fonction de la masse de la particule de matière noire ; le facteur astrophysique est de $3 \times 10^{19} \text{GeV}^2 \text{cm}^{-5}$ (cf. chapitre précédent). Les points rouges indiquent une densité fossile $\Omega_\chi h^2$ supérieure à 0.01.

contraint, sans aucune corrélation entre couplages et/ou masses. On peut aussi noter que la densité relicue suit bien une loi de proportionnalité inverse à la section efficace d’annihilation, comportement que l’on attend dans le cadre d’un découplage thermique. Enfin, les niveaux de flux de rayonnement gamma atteints sont globalement plus élevés que ceux issus du MSSM, pour les mêmes arguments concernant la section efficace d’annihilation. Cependant, les modèles aux densités relicues d’intérêt cosmologique (points rouges sur les figures) ont des flux relativement bas, de l’ordre de $10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, à peine plus importants que pour le MSSM ($\sim 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, cf. figure 4.5, chapitre précédent).

À ce stade, on peut émettre plusieurs hypothèses. La plus naturelle et la plus évidente consiste à imputer cette limitation à la contrainte en densité relicue qui se traduit par une préférence pour des modèles aux faibles sections efficaces d’annihilation. C’est là sans aucun doute l’effet principal concernant les flux de rayonnement gamma. Il peut aussi exister un effet plus subtil dû à la nature de nos couplages. En effet, nous avons vu plus haut que les couplages du MSSM étaient proportionnels à la masse des fermions sortants : ceci favorise par conséquent la production de quarks dans l’état final, par rapport aux leptons ; ce qui n’est pas le cas dans notre modélisation effective. Or, la production de rayonnement gamma provient principalement de l’hadronisation des quarks, et une telle différence avec le MSSM peut avoir un effet. Il faut ajouter toutefois qu’ayant considéré par souci de simplicité des couplages aux scalaires uniques pour tous les fermions dans l’état final, le rapport d’embranchement pour les quarks en fonction de m_χ doit être constant dans la limite de vitesse nulle (de part et d’autre de la masse du *top*).

Nous avons tâché de tenir compte d’une dépendance en la masse des fermions sortants en appliquant un facteur multiplicatif m_f/M_{Z^0} à chaque couplage aux scalaires. Le résultat

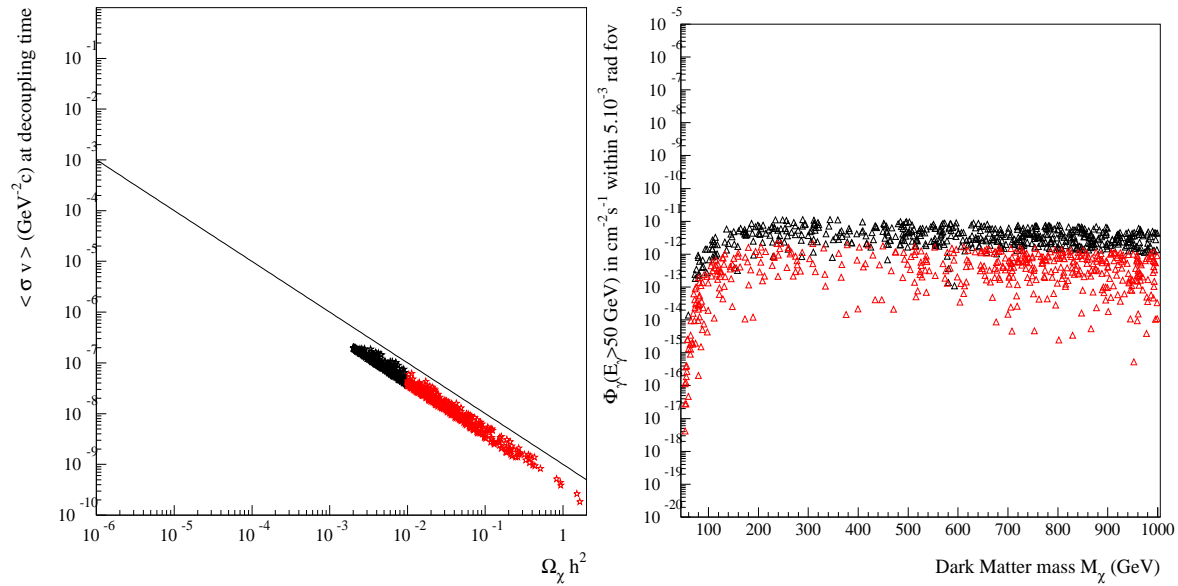


FIG. 5.7 – Tirage aléatoire de modèles sur un espace des paramètres tel que les faibles sections efficaces, et donc les densités fossiles d’intérêt cosmologique, sont favorisées. Les points rouges correspondent aux modèles tels que $ohh > 10^{-2}$.

d’un tel effet est illustré sur la figure 5.8, et l’on remarque en particulier l’augmentation du flux de gamma dû à l’ouverture de l’état final en quark *top*. Ceci diffère clairement de ce qui a lieu dans le cadre du MSSM, où un tel état final est supprimé par des termes d’interférences [55]. C’est là une nouvelle illustration du caractère plus général de notre modélisation, et qui entérine d’autant plus son étude détaillée.

5.4.3 Limitations intrinsèques du modèle

Les résultats exposés dans la partie précédente sont limités par plusieurs points, essentiellement résumés dans [41].

Tout d’abord, nous n’avons pas, pour le moment, considéré les largeurs des particules messagères des interactions, ce qui s’avère obligatoire lorsqu’on se rapproche d’un pôle. Toutefois, cela n’affecte qu’une zone extrêmement restreinte de l’espace des paramètres, et ne va pas à l’encontre des objectifs fixés pour cette modélisation. Par ailleurs, l’ajout systématique des largeurs constituera l’une des toutes prochaines étapes de cette étude. Quoiqu’il en soit, cela ne constitue pas une limitation sévère, et la prise en compte des effets de pôles sera relativement simple à ajouter dans notre modélisation.

En revanche, il existe un point plus problématique. En effet, nos particules test ayant une distribution de vitesse maxwellienne en principe “centrée” sur des valeurs négligeables, l’étalement d’une telle distribution rend cinématiquement possible l’annihilation en fermions de masses $m_f \geq m_\chi$. Or, dans l’hypothèse d’une annihilation au repos, nous ouvrons délibérément un canal dès lors que $m_f \leq m_\chi$, ce qui induit fatalement une estimation erronée de la densité relic. Bien entendu, cela n’affecte une fois de plus qu’une zone extrêmement restreinte de l’espace des paramètres ¹², mais à la différence du point

¹²Dans le cadre des études présentées ici, seul le seuil de production du quark *top* peut être

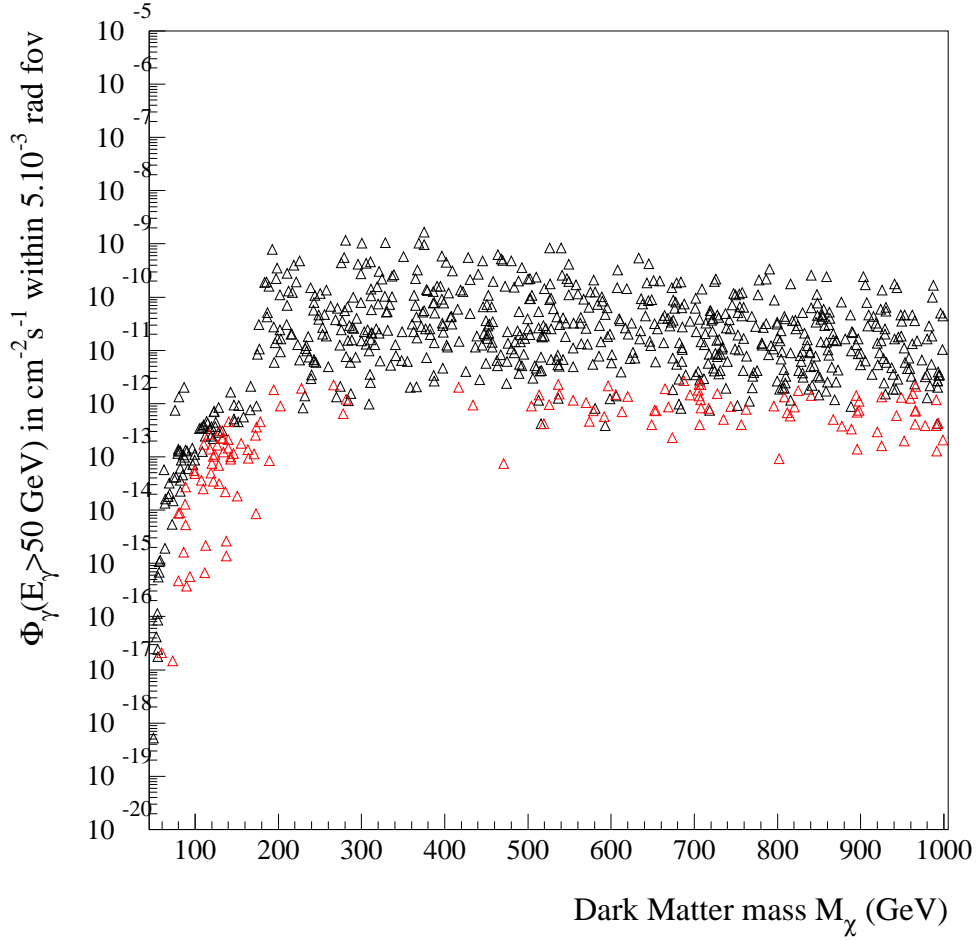


FIG. 5.8 – Flux de gamma pour M31, intégré dans un champ de vue de 5 mrad et au-delà de 50 GeV, en fonction de la masse des particules de matière noire. Illustration d’une dépendance des couplages aux scalaires en la masse des fermions sortants, selon $C \propto m_f/M_{Z^0}$. On voit clairement apparaître l’effet du franchissement du seuil de production des quarks top, vers 174 GeV : le flux en gamma est considérablement augmenté au-delà de ce seuil.

précédent, cela nécessite une correction assez délicate de l’algorithme. Si c’est là une limitation majeure de l’outil développé, nous envisageons toutefois d’y pallier ultérieurement, avec éventuellement l’usage d’une autre stratégie dans l’estimation de la densité relique.

Enfin, les processus produisant des bosons dans l’état final n’ont pas été véritablement considérés. Cela peut être provisoirement comblé par l’ajout de section efficace effective, comme pour $\chi\chi \rightarrow W^+W^-$, mais il faudra à terme combler cette lacune par le calcul explicite de tels processus.

5.5 Conclusions et perspectives

Nous avons exposé dans ce chapitre les principes de l’élaboration d’un modèle effectif simplifié de particules de matière noire interagissant avec la matière ordinaire. Cette modélisation nous a permis d’étudier plus en détail les effets de la nature quantique de la

problématique.

matière noire, dans le cadre de particules fermioniques (Majorana ou Dirac). Nous avons montré en quoi de tels modèles étaient plus généraux que les modèles supersymétriques usuels en terme de couplages, et comment la seule contrainte en densité relique amenait naturellement à considérer des couplages faibles. Par ailleurs, nous avons montré comment il était possible d'effectuer des prédictions pour la détection indirecte de matière noire en astronomie gamma, et comment les expériences pouvaient elles aussi apporter des contraintes sur les paramètres effectifs.

Cet outil était initialement destiné à être confronté aux données collectées dans l'expérience CELESTE, dans le cadre de détection indirecte de matière noire dans les galaxies M31 et Draco. Or, on a bien vu que les modèles d'intérêt cosmologique sont presque systématiquement associés à de faibles flux de gamma, ce qui les place bien en-deçà de la sensibilité de CELESTE. Toutefois, nous avons montré que les sensibilités des expériences les plus récentes permettront de resserrer davantage l'étau des limites permises pour nos paramètres effectifs.

Bien que les résultats obtenus soient encourageants, il reste de nombreux vides à combler. La première des perspectives consiste à ajouter tous les processus éludés de production de bosons dans l'état final, ainsi que la prise en compte des largeurs et effets de seuil. Par ailleurs, le calcul de la densité relique par développement de Taylor nous a permis d'avoir une idée plus précise de l'influence des paramètres sur nos modèles. C'est toutefois une méthode approximative à laquelle nous pourrions à l'avenir substituer des algorithmes qui ont déjà montré leur efficacité (*cf.* Gondolo & Gelmini [101]). De plus, et c'est là une de nos priorités à venir, il est essentiel de connecter cette approche effective aux modèles supersymétriques en établissant des correspondances entre les différents couplages mis en jeu. Cela permettrait en effet d'effectuer des comparaisons quantitatives avec certains outils numériques existants (DarkSusy [34] ou MicrOMEGAs [36], par exemple). Enfin, nous n'avons pris en compte pour l'heure que de la matière noire de type fermionique, et il serait intéressant d'ajouter une modélisation de matière noire scalaire, afin d'étudier plus précisément les contraintes intrinsèques provenant de la nature quantique de la matière noire.

Deuxième partie

CELESTE : De l'analyse spectrale à la recherche indirecte de matière noire

Introduction

La recherche de signaux indirects de matière noire de nature supersymétrique peut s'inscrire dans le cadre de l'astronomie Gamma. Néanmoins, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le flux attendu est dominant à basse énergie, et l'usage d'un instrument à bas seuil est donc fortement prescrit. Le télescope à effet Čerenkov atmosphérique CELESTE [114] est un détecteur adapté à cette physique dans la mesure où il détient à ce jour le seuil en énergie le plus bas dans le champ de l'astronomie gamma au sol (seuil d'environ 50 GeV au déclenchement). Cet instrument a par ailleurs montré son grand potentiel et sa fiabilité avec la détection de la nébuleuse du Crabe [135] et du blazar Markarian 421 [119]. Située dans l'hémisphère Nord à une latitude de 42° , l'expérience CELESTE a de plus accès à des sources potentielles de matière noire de grand intérêt : la galaxie spirale Andromède (M31, déclinaison de 41°), et la galaxie naine Draco (déclinaison de 57°).

La présente partie décrit les aspects expérimentaux de cette thèse, et sera développée comme suit. Nous ferons dans un premier temps une présentation succincte des principes de l'astronomie gamma et des différentes techniques d'observation utilisées dans ce domaine. Nous présenterons ensuite le détecteur CELESTE et les méthodes d'extraction du signal avant d'explicitier notre étude sur la reconstruction spectrale. Nous verrons en particulier quelles incidences le changement de configuration du détecteur en 2002 a suscité sur ce dernier point (extension de la surface de collection de 40 à 53 héliostats en 2002). Enfin, nous nous concentrerons sur l'analyse des données M31 et montrerons quels types de limites physiques sur la matière noire on peut déduire de nos résultats.

Chapitre 6.

L'astronomie gamma

L'astronomie gamma est destinée à l'étude des photons d'énergies plus grandes que 100 keV. Bien que sans limite supérieure, elle s'étend en pratique jusqu'à des énergies de ~ 100 TeV au-delà desquelles l'absorption par le rayonnement cosmologique micro-onde empêche l'observation de sources extra-galactiques. Ainsi, l'astronomie gamma couvre l'observation de photons sur environ 9 ordres de grandeur, soit presque autant que tout le reste de l'astronomie (11 ordres de grandeur du domaine radio à l'X). Le domaine gamma tel que défini précédemment met en jeu des processus non-thermiques, et caractérise de façon générale les phénomènes astrophysiques les plus violents.

Ce chapitre décrit les caractéristiques du rayonnement gamma ainsi que les principes de sa détection. On mettra en particulier l'accent sur la détection au sol qui fait l'objet de cette thèse. On trouvera par ailleurs des revues beaucoup plus complètes sur l'astronomie gamma dans [102] [103].

6.1 Sources et caractéristiques du rayonnement gamma

Rappelons dans un premier temps que l'origine du rayonnement gamma de haute énergie (au-delà de 100 MeV) est associée à l'accélération des rayons cosmiques (implicitement chargés). Les mécanismes d'accélération reposent généralement sur les interactions d'un plasma avec un champ électromagnétique extrêmement intense, comme cela peut se produire au voisinage des pulsars et des restes de supernovae, ou dans les jets relativistes (microquasars, blazars). Les facteurs de Lorentz mis en jeu sont de l'ordre de 1-100, et peuvent même parfois aller jusqu'à plusieurs centaines (sursauts gamma). On parle d'accélération stochastique (ou de Fermi du second ordre) lorsque les particules du plasma sont accélérées par rebonds récurrents sur des perturbations du champ magnétique (ondes d'Alfén), et d'accélération par onde de choc en milieu diffusif (ou de Fermi du premier ordre) lorsqu'elles sont propulsées après interactions violentes avec une onde de choc (issue par exemple d'un reste de supernova). Ces mécanismes dits de Fermi donnent des spectres en loi de puissance aux rayons cosmiques, et ceux-ci donnent naissance aux rayons gamma par interaction avec la matière (spallations, production et désintégration de mésons π^0), les champs électromagnétiques (émission synchrotron, rayonnement de freinage) ou le fond de rayonnement (diffusion Compton inverse) traversés. Ces processus sont de nature non-thermique.

Il existe en sus d'autres processus non-thermiques de nature nucléaire (raies atomiques), ou exotique (annihilation de candidats de type Majorana à la matière noire, désintégration de particules reliques métastables – Q-balls, trous noirs primordiaux, etc.). À ces processus correspondent généralement des caractéristiques différentes dans le rayonnement gamma généré. Nous passerons brièvement en revue ces différents processus, avant d'en dresser un bilan spectral.

6.1.1 Processus physiques de création de gamma

a) Processus nucléaires

– Phénomènes microscopiques

En deçà de 10 MeV, on trouve les raies nucléaires.

L'une des plus en vogue actuellement, du fait de l'observation récente de l'impressionnante intensité de l'émission issue du centre galactique ¹, est la raie à 511 keV d'annihilation e^+e^- , caractéristique de la présence de positrons de très basse énergie dans le milieu interstellaire. Une telle intensité pose la question de l'origine de ces positrons, dont le taux d'injection est estimé à $\sim 10^{43}e^+/s$.

On peut aussi mentionner les raies issues de la nucléosynthèse explosive dans les supernovae (²⁶Al à 1.809 MeV), et les raies d'excitation dues aux interactions des rayons cosmiques dans la matière interstellaire (¹²C à 4.44 MeV).

– Processus hadroniques

Certains rayons cosmiques (protons, antiprotons, noyaux) peuvent produire des mésons π^0 par interaction avec la matière interstellaire, qui se désintègrent en 2 gamma. Le spectre issu de ce processus culmine à $m_{\pi^0}/2 = 70$ MeV/ c^2 , et l'on entre avec ce processus dans le régime des spectres continus pour les gamma.

b) Processus électromagnétiques

Ce sont les processus dominants aux hautes énergies (au-delà de 100 MeV).

– Synchrotron

Les électrons ou positrons accélérés par les mécanismes de Fermi peuvent émettre en synchrotron dès lors qu'ils pénètrent dans un champ magnétique. Les photons sont émis autour d'une énergie critique E_γ dépendant de l'angle α entre la vitesse de l'électron et le champ magnétique B , ainsi que de l'énergie E_e de l'électron :

$$E_\gamma = 3\mu_B \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2 B \sin \alpha \quad (6.1)$$

Si le spectre des électrons est en loi de puissance selon $dN_e/dE \propto E^{-\gamma}$, l'intensité résultante des gamma est aussi en loi de puissance [108] selon $I_\gamma \propto E^{\frac{-\gamma+1}{2}}$. Cette

¹Cette observation a été réalisée avec le satellite INTEGRAL [104], mais la découverte d'une raie intense à 511 keV en direction du centre galactique est beaucoup plus ancienne.

production synchrotron peut fournir des gamma d'énergie de l'ordre du MeV.

– Rayonnement de freinage

Les électrons ou positrons traversant des environnements radiatifs perdent de l'énergie par rayonnement (Bremsstrahlung), initiant ainsi des cascades électromagnétiques. Dans des milieux très diffusifs (le disque d'accrétion d'un noyau actif de galaxie, par exemple), le libre parcours moyens des gamma de haute énergie étant très court, il résulte de ces cascades des gamma de basse énergie et du rayonnement X.

– Diffusion Compton inverse

L'effet Compton inverse est la diffusion d'un électron ou d'un positron de haute énergie sur un fond de rayonnement (UV, IR, ou fond micro-onde cosmologique). Le transfert d'énergie est maximal si l'électron incident et le photon ont des directions opposées, et l'on a alors :

$$E_\gamma = \frac{4E_e^2 E_{\text{fond}}}{4E_e E_{\text{fond}} + (m_e c^2)^2} \quad (6.2)$$

Un électron de 1 TeV peut donc accélérer respectivement un photon radio ($\sim 10^{-4}$ eV) et un photon X mou (~ 100 eV) à environ 1.5 GeV et 1 TeV. Ce processus permet donc la production de gamma de haute énergie. Le spectre dépend à la fois du spectre d'électrons incidents et du spectre des photons du fond.

6.1.2 Flux et spectres

Nous avons vu que outre les raies atomiques ou d'annihilations, les spectres des gamma issus des interactions de rayons cosmiques dans les milieux radiatifs dépendaient généralement du spectre primaire, et étaient généralement en loi de puissance sur des intervalles d'énergie restreints (sauf pour la désintégration des pions neutres, qui ont un spectre plus proche d'une loi exponentielle). Toutefois, on distingue plusieurs régimes sur le large intervalle en énergie de l'astronomie gamma. En particulier, la contribution synchrotron ainsi que le rayonnement électromagnétique de freinage se situent principalement à basse énergie, alors que la haute énergie est dominée par la diffusion Compton inverse et la désintégration de pions neutres. Bien que chaque source soit un cas particulier, on peut trouver une illustration de ces diverses contributions pour la nébuleuse du Crabe sur la figure 6.1 et pour le fond gamma diffus galactique sur la figure 6.2.

6.2 Techniques d'observation

Ainsi donc, comme nous l'avons vu précédemment, les sources de photons gamma sont caractérisées par des flux extrêmement ténus et parfois variables. D'autre part, à de telles énergies, les techniques de l'astronomie classique ne sont plus utilisables du fait de l'impossibilité de focaliser les photons à cause des processus microscopiques mis en jeu. Il est d'usage de caractériser les techniques de détection selon certains critères. Pour chacune d'entre elles (spatiales et terrestres), nous décrirons d'abord les principes de la détection et les principaux bruits de fond. Les autres points clés cités par [102] sont :

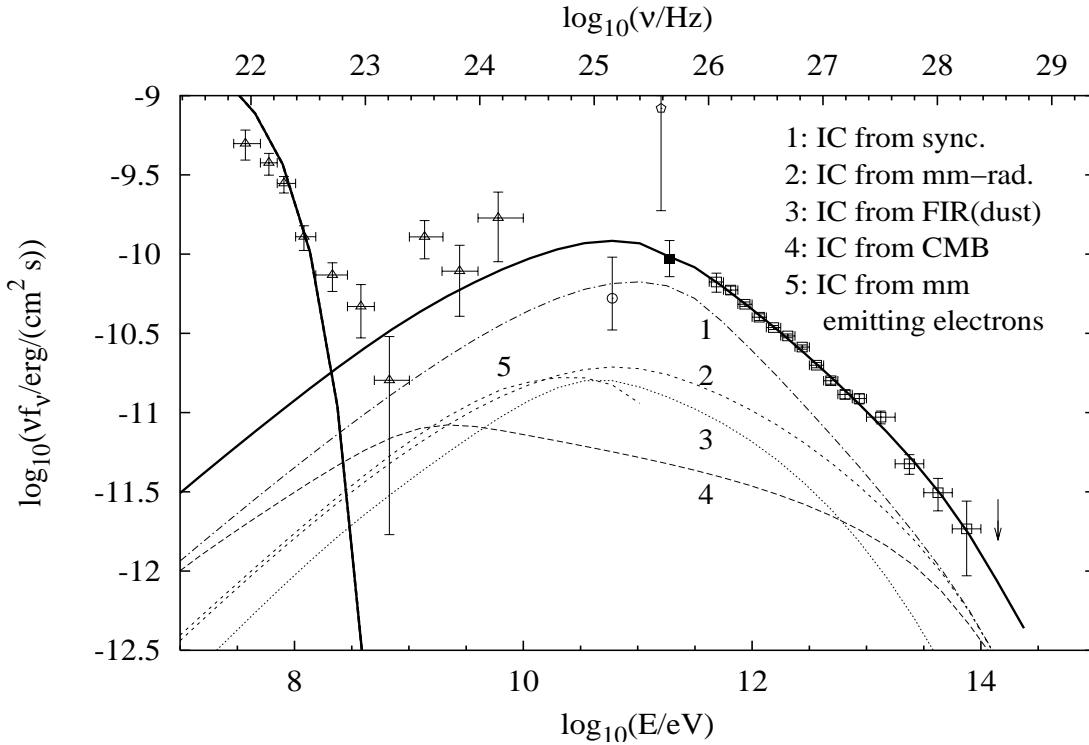


FIG. 6.1 – Spectre du Crabe décomposé sur différents modes de production de gamma (modélisation). À basse énergie, c’est le synchrotron qui domine ; à haute énergie, c’est l’effet Compton inverse sur (1) les photons du synchrotron, principalement. Cette figure provient de [109].

- la surface effective de détection qui détermine la sensibilité d’une expérience ;
- la résolution angulaire qui détermine la précision de reconstruction de la direction de la particule primaire ;
- la résolution en énergie ou résolution spectrale ;
- le champ de vue qui détermine le champ d’intégration du signal comme du bruit de fond.

Nous décrivons par la suite les diverses techniques utilisées en astronomie gamma. Tout d’abord, nous présenterons très succinctement les caractéristiques des expériences spatiales, avant d’explicitier davantage l’astronomie gamma au sol, objet de la seconde partie de ce mémoire.

6.2.1 Les techniques spatiales

La technologie embarquée dans les expériences spatiales est typiquement celle des expériences de physique des particules, à savoir calorimètres électromagnétiques, trajectographes et TOF, sans exhaustivité. Rappelons brièvement dès à présent l’historique des expériences : SAS-2 (1972-73), COS-B (1975-82) et EGRET (1991-2000) ; ce dernier ayant considérablement enrichi le catalogue de sources gamma, de 28 avant la mission, à environ 300 (troisième catalogue d’EGRET [105]). GLAST [106], dont le lancement est prévu en 2008, attend la détection de plus de 10000 sources. La principale difficulté à la détection de rayonnement gamma dans l’espace provient du flux des rayons cosmiques qui est do-

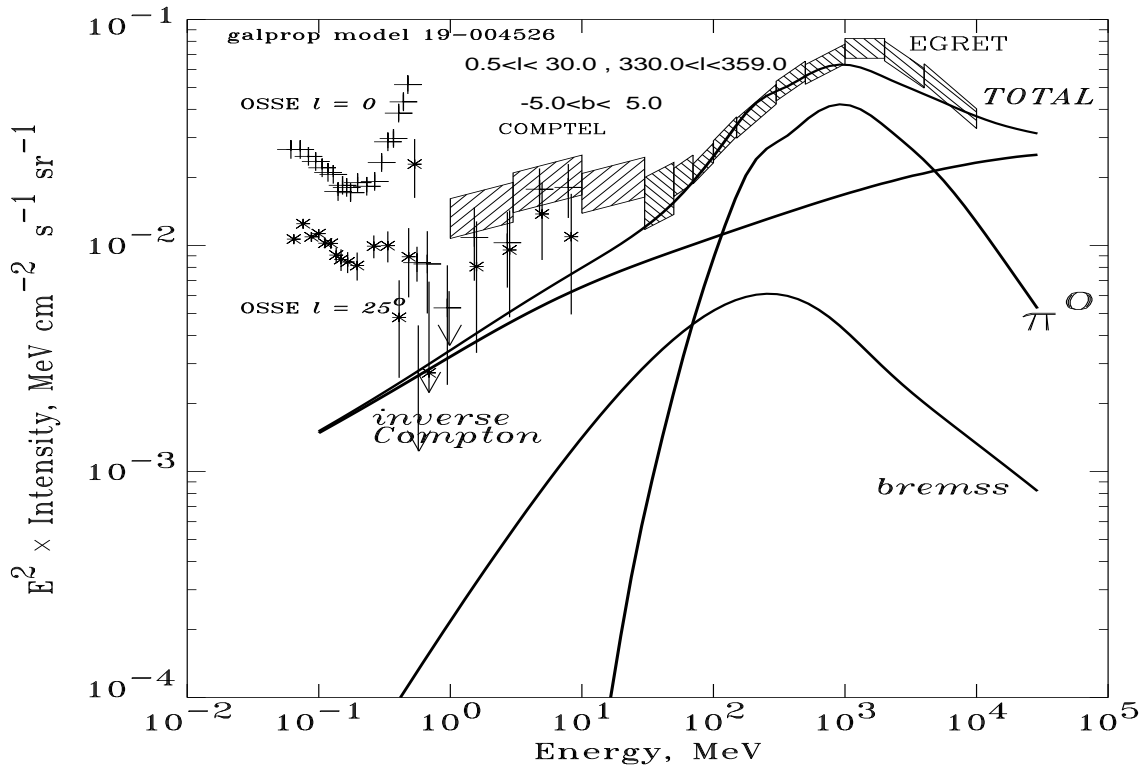


FIG. 6.2 – *Modèle de fond gamma diffus galactique, où l'on voit apparaître les composantes du Bremsstrahlung, de la désintégration de pions neutres et de la diffusion Compton inverse. Cette figure est extraite de [110].*

minant sur tout le spectre. Bien que les détecteurs soient équipés de blindages actifs ou veto, ces particules chargées induisent dans la structure-même des satellites la production de gamma secondaires (désintégration de pions neutres), constituant un bruit de fond résiduel. Afin de minimiser ces effets, les orbites sont choisies de manière à éviter les ceintures de radiation, et l'on recherche aussi une position maximisant la protection naturelle due au bouclier magnétique terrestre. Ainsi, les rayons cosmiques d'énergie inférieure à environ 3 GeV sont très largement supprimés. Les satellites ont également une surface effective limitée du fait de leurs dimensions restreintes (typiquement 1200 cm² pour EGRET, à environ 8000 cm² pour GLAST), sans comparaison avec les expériences au sol (*cf.* § suivant). Ceci limite donc intrinsèquement leurs sensibilités, mais est compensé par leur très grand champ de vue (0.20π sr pour EGRET à ~ 2.5 sr pour GLAST), et leur capacité à prendre des données de façon continue. Mentionnons enfin le lancement prochain de l'expérience AGILE, satellite de taille modeste et aux caractéristiques similaires à EGRET, qui, en dépit d'une résolution en énergie relativement mauvaise², devrait assurer la surveillance du ciel gamma 1 an avant le lancement de GLAST. Les performances de ces détecteurs sont présentées dans le tableau 6.1.

²Le calorimètre d'AGILE ne contient que ~ 1.5 longueurs de radiation, ne lui assurant pas une reconstruction précise de l'énergie.

Détecteur	EGRET	AGILE	GLAST
Champ de vue (sr)	1	3	3
Résolution angulaire à 1 GeV	1.2°	0.6°	0.5°
Surface effective (cm ²)	1100	600	10000
Gamme d'énergie (GeV)	0.02-30	0.02-50	0.02-300
Résolution en énergie à 1 GeV	8%	–	5%

TAB. 6.1 – Comparaison des caractéristiques des expériences spatiales d'astronomie gamma. EGRET fait office de référence, n'étant plus en activité.

6.2.2 Les techniques au sol

L'astronomie gamma au sol repose sur l'usage de l'atmosphère comme calorimètre. En effet, les gamma sont à l'origine de gerbes atmosphériques électromagnétiques dont les cascades de particules secondaires (essentiellement des paires e^+e^- , d'autres photons gamma rayonnés par freinage, quelques paires $\mu^+\mu^-$ – marginalement quelques électrons solitaires issus de la diffusion Compton) peuvent se propager jusqu'au sol, initiant sur leur trajet du rayonnement visible ou UV par effet Čerenkov (pour la détection de rayons cosmiques de très hautes énergies – $\sim 10^{19}$ eV – on utilise aussi le rayonnement de fluorescence dû à l'excitation de l'azote atmosphérique). Toutefois, contrairement aux expériences satellitaires, il est difficile de discerner gamma et rayons cosmiques chargés par ces techniques. De même, il faut souligner une limitation intrinsèque à l'astronomie gamma au sol : la prise de données doit s'effectuer les nuits sans lune et par temps clair, sur un site géographique fixe ne permettant l'observation que d'une partie du ciel, ce qui réduit fortement à la fois le nombre de sources et la statistique accessibles par rapport à l'astronomie spatiale. Les principaux bruits de fond sont :

- Les électrons, dont les gerbes sont indissociables des gerbes induites par des gamma. Toutefois, leur spectre mou selon $\frac{dN_e}{dE_e} \propto E^{-3.3}$ rend leur flux négligeable aux énergies supérieures à ~ 100 GeV.
- Les protons et noyaux cosmiques (principalement l'hélium) ont un spectre plus dur selon $\frac{dN_{had}}{dE_{had}} \propto E^{-2.7}$ et constituent le principal bruit de fond en astronomie gamma au sol.
- La “luminosité nocturne” pour les détecteurs optiques (nous reviendrons plus tard sur ce point).

L'origine des protons et électrons cosmiques suscite encore de nombreuses interrogations. Il semble pour l'heure que les modèles de réaccélération dans les restes de supernovae reproduisent assez bien les flux observés jusqu'à 10^{15} eV (lieu d'inflexion du spectre appelé *genou*). Au-delà de cette énergie, l'origine des rayons cosmiques est pour le moins nébuleuse.

Compte tenu de l'existence de ces cascades atmosphériques, la détection de gamma au sol distingue deux classes de détecteurs (voir figure 6.3) :

- Les détecteurs échantillonnant les particules chargées arrivant au sol, destinés aux gamma d'énergies ≥ 3 TeV (pour une production suffisante de particules secondaires) ; ils doivent être placés en altitude, là où le nombre de particules chargées est maximal. Ce sont des réseaux de grandes surfaces, et s'ils ont l'avantage de pouvoir fonctionner jour et nuit, ils souffrent en revanche d'un seuil élevé en énergie, d'une

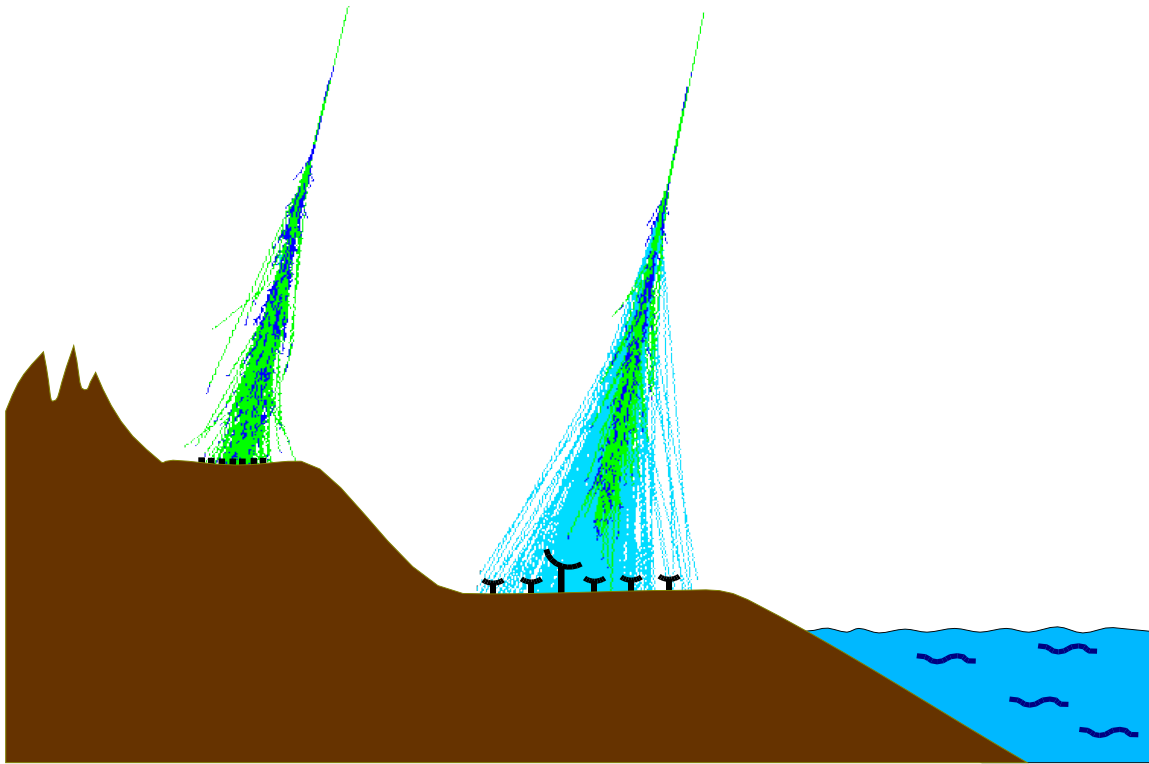


FIG. 6.3 – Principe de détection des gerbes atmosphériques : détection des particules secondaires chargées à haute altitude grâce à de vastes réseaux (à gauche sur le dessin), et détection de l'émission Čerenkov à plus basse altitude avec des télescopes ou réseaux de télescopes optiques (à droite).

faible capacité de rejet du fond hadronique et d'une mauvaise résolution angulaire. On citera à titre d'exemple l'expérience MILAGRO [107], située à Los Alamos à une altitude de 2650 m, détectant les électrons secondaires dans des piscines par effet Čerenkov.

- Les détecteurs optiques à effet Čerenkov atmosphériques détectant au sol la lumière Čerenkov émise par les particules secondaires dans l'atmosphère (principalement dans la gamme visible, car forte absorption dans l'UV) ; ils permettent de reconstruire le profil longitudinal des gerbes, et leur résolution angulaire est inférieure au degré du fait de la compacité temporelle du front d'onde (quelques ns). Ils ne peuvent être utilisés que les nuits sans lune et par beau temps. De plus, observant dans le visible, leur sensibilité à la luminosité intrinsèque des étoiles (bruit de fond de ciel) nécessite un champ de vue réduit à la taille angulaire des gerbes atmosphériques.

Nous nous concentrerons ici sur les détecteurs à effet Čerenkov atmosphérique. Nous verrons tout d'abord quelles sont les caractéristiques principales des gerbes électromagnétiques et hadroniques, puis nous présenterons succinctement deux types de détecteurs à effet Čerenkov : les imageurs et les échantillonneurs.

a) Caractéristiques des gerbes atmosphériques

Les rayons cosmiques chargés constituant le bruit de fond principal des expériences à effet Čerenkov atmosphérique, la caractérisation des gerbes atmosphériques

électromagnétiques et hadroniques est essentielle pour l'établissement d'observables discriminantes. Ces cascades atmosphériques ont fait depuis longtemps l'objet de nombreuses études, et du fait des phénomènes complexes et nombreux mis en jeu, on a généralement recours aux simulations.

– Les gerbes électromagnétiques

Lorsqu'un gamma (ou un électron) pénètre dans l'atmosphère, il interagit avec les champs électromagnétiques atomiques ou moléculaires et crée de fait une paire électron-positron. Ces deux particules, étant elles-mêmes très énergétiques ($\sim E_\gamma/2$) et voyageant dans le champ des noyaux, vont émettre un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung), lui même produisant une nouvelle paire. Il en résulte une cascade ou gerbe électromagnétique se propageant vers le sol. Les électrons vont perdre leur énergie par ionisation ($dE/dx \simeq 1.8\text{MeV cm}^2/\text{g}$), mais tant que la création de paires et le rayonnement de freinage dominant, leur nombre va augmenter au cours du développement de la gerbe. L'énergie critique caractérisant la transition entre régime Bremsstrahlung et régime d'ionisation vaut $E_c=83$ MeV. Le calorimètre atmosphérique est très efficace pour les processus électromagnétiques. En effet, si l'on considère une longueur de radiation qui vaut dans l'air $X_0 = 36.66\text{g.cm}^{-2}$, et en prenant l'hypothèse d'un dédoublement de la multiplicité de particules à chaque longueur de radiation (tant que $E < E_c$), alors l'énergie d'un gamma de 100 GeV se trouve sous forme de paires e^+e^- dans $n \simeq \ln(100/0.083)/\ln(2) \simeq 10$ longueurs de radiation. Or l'atmosphère en contient $\sim 1000/36.66 \simeq 27$ au niveau de la mer. Par conséquent, dès lors que les particules auront une énergie plus basse que E_c , la gerbe va cesser de croître et sera alors au maximum de son développement. On peut montrer que le nombre moyen d'électrons \bar{N}_e ne dépend que du rapport $t = X/X_0$, où X est la profondeur de pénétration dans l'atmosphère. Ceci s'exprime par la formule semi-empirique dite de Greisen :

$$\bar{N}_e(t) = \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 + \frac{3}{2} \ln s \right) \right] ; \quad (6.3)$$

où $y = \ln(E_0/E_c) - E_0$ étant l'énergie du primaire – et $s = 3t/(t + 2y)$. Ce nombre moyen est maximal pour $s = 1$, et donc pour $X_{max} = X_0 \ln(E_0/E_c)$; soit $(\bar{N}_e)_{max} \propto (\ln(E_0/E_c))^{-1/2} E_0/E_c$. Pour une densité d'atmosphère selon $\rho(z) = \rho_0 \exp(-z/z_0)$, où z est l'altitude, $X \simeq \rho(z)/h_0$. L'altitude de développement maximal de la gerbe peut dès lors s'exprimer $z_{max} = -z_0 \ln[(X_0/(z_0\rho_0) \ln(E_0/E_c)]$, ce qui donne un développement maximal situé entre 15 et 10 km pour des gamma de 50 et 1000 GeV. Il s'agit toutefois d'une approximation, et des simulations permettent de montrer que pour des gerbes électromagnétiques, l'altitude du maximum de développement de la gerbe dépend peu de l'énergie du gamma primaire, et est de l'ordre de 11 km pour des gamma d'énergie 50-1000 GeV (voir figure 6.4).

Les simulations montrent par ailleurs que les gerbes électromagnétiques ont une faible extension latérale, et qu'elles sont assez compactes. D'autre part, la distribution de photons Čerenkov se trouve concentrée sur un disque d'environ 100-150 m de rayon. Le front d'onde est très étroit (quelques ns), et le nombre de photons Čerenkov au sol est $\sim 10^6$ pour un gamma de ~ 100 GeV. Cette homogénéité spatiale et la brièveté d'un tel processus seront les caractéristiques principales permettant l'identification de gerbes électromagnétiques. On trouvera les illustrations de ce propos sur les figures 6.5 et 6.6.

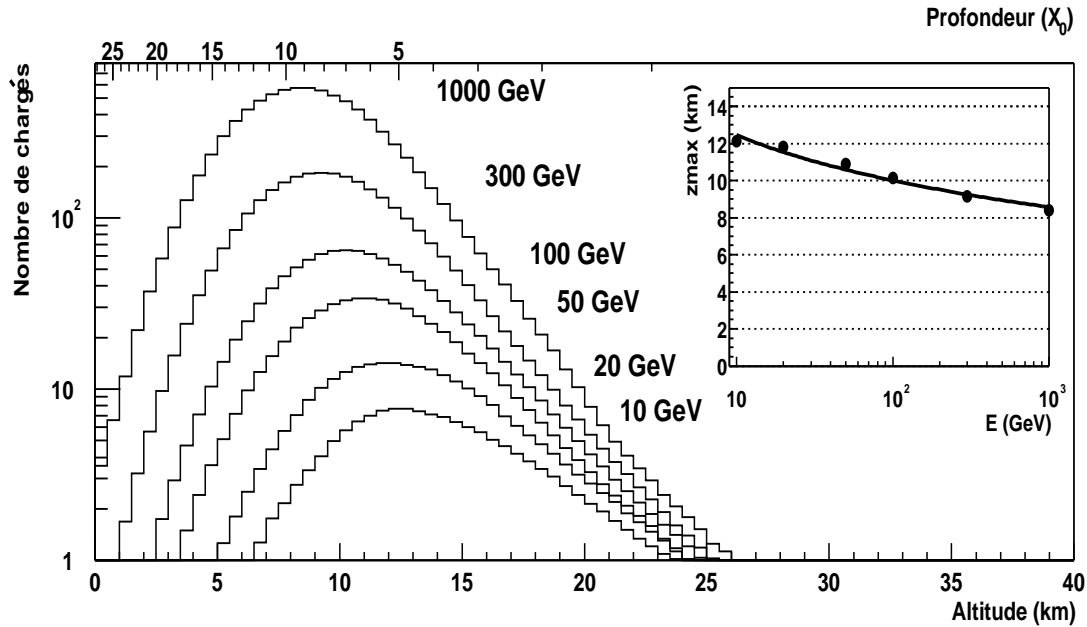


FIG. 6.4 – Évolution de la densité de particules chargées avec l'altitude au cours du développement de gerbes électromagnétiques, pour des gamma de différentes énergies. Le développement maximal se situe autour de 11 km. Cette figure est extraite de [115].

– Les gerbes hadroniques

Les gerbes hadroniques sont quant à elles beaucoup plus complexes car elles mettent en jeu des processus nucléaires. Elles auront ainsi plusieurs composantes issues de la production et de la désintégration de mésons π et K . On trouvera des sous-gerbes muoniques (désintégration de mésons chargés), et des sous-gerbes électromagnétiques (issues essentiellement de $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). De plus, en raison d'une longueur d'interaction beaucoup plus importante que pour les processus électromagnétiques ($\lambda_I \simeq 90 \text{g.cm}^{-2}$), le calorimètre atmosphérique est moins efficace (il ne contient que $\sim 1000/90 \simeq 11$ longueurs d'interaction). De même, compte tenu du caractère hautement diffusif des processus hadroniques, les gerbes résultantes auront une grande extension latérale, et seront beaucoup plus éclatées et chaotiques que les gerbes électromagnétiques (multiplicité de particules très fluctuante). La position du maximum de développement de la gerbe est elle aussi plus erratique. Le front d'onde Čerenkov généré portera ces signatures topologiques, et sera de fait plus large (>1 ns), plus étendu et beaucoup moins homogène. Ceci se trouve illustré sur les figures 6.5 et 6.6.

6.2.3 Les imageurs

Un imageur est constitué d'un grand miroir (typiquement 10-15 m de diamètre³), muni d'une caméra à très haute définition située dans le plan focal (la caméra est constituée de très nombreux photomultiplicateurs). Les caméras utilisées sont dotées de pixels (600

³La collaboration MAGIC utilise une télescope de 17 m, et la collaboration HESS travaille à la construction d'un télescope de 28 m afin de compléter le réseau des quatre instruments opérant déjà.

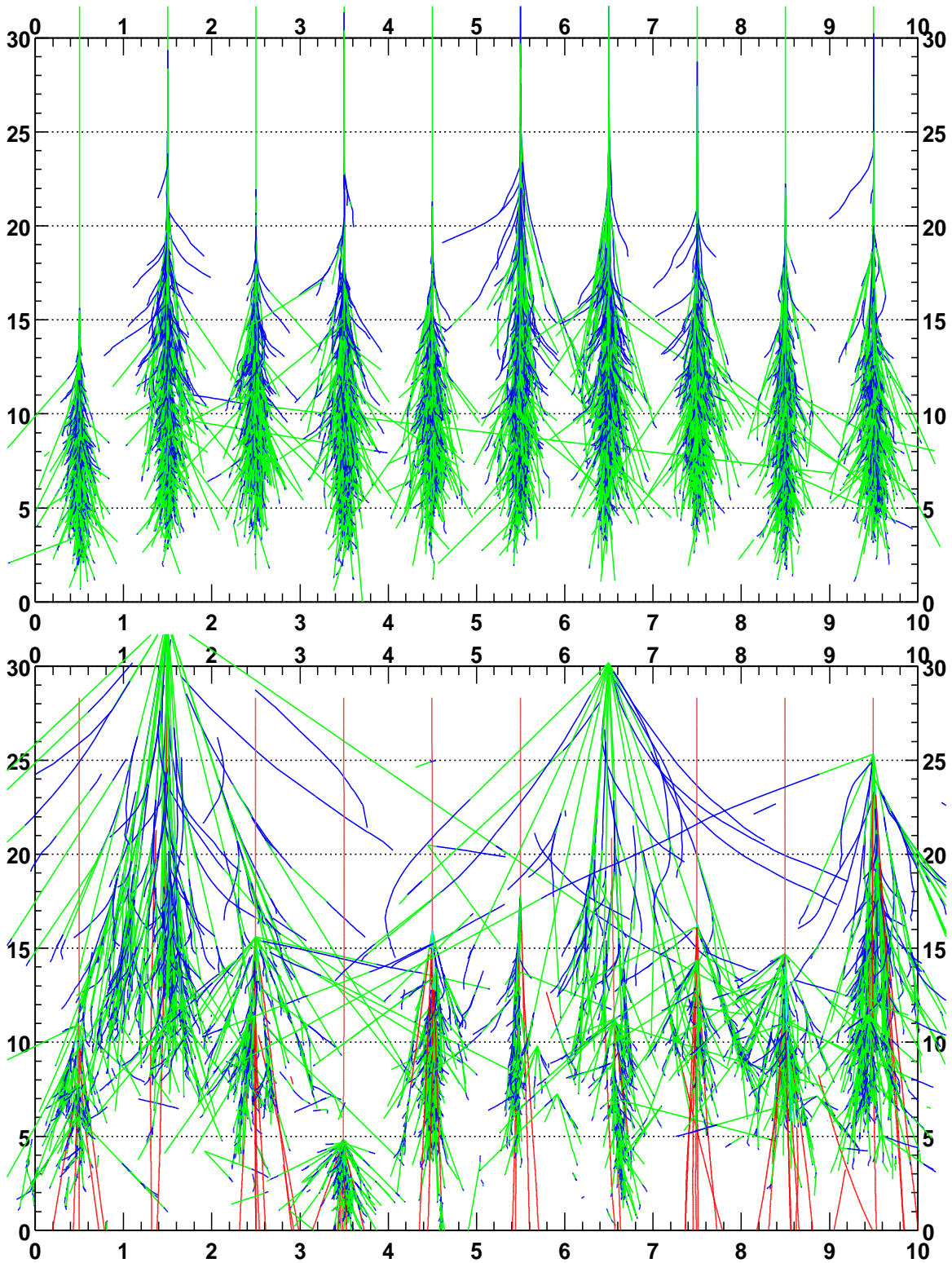


FIG. 6.5 – Développement de gerbes électromagnétiques (gamma de 300 GeV, en haut) et de gerbes hadroniques (protons de 300 GeV, en bas). Cette figure est extraite de [115].

pour feu CAT, 960 pour HESS) de résolution d'environ $0.1 - 0.2^\circ$, permettant de sonder les structures fines des gerbes atmosphériques. Grâce à cette technologie, l'on peut reconstruire l'image de la gerbe en lumière Čerenkov, dont la forme revêt des caractéristiques

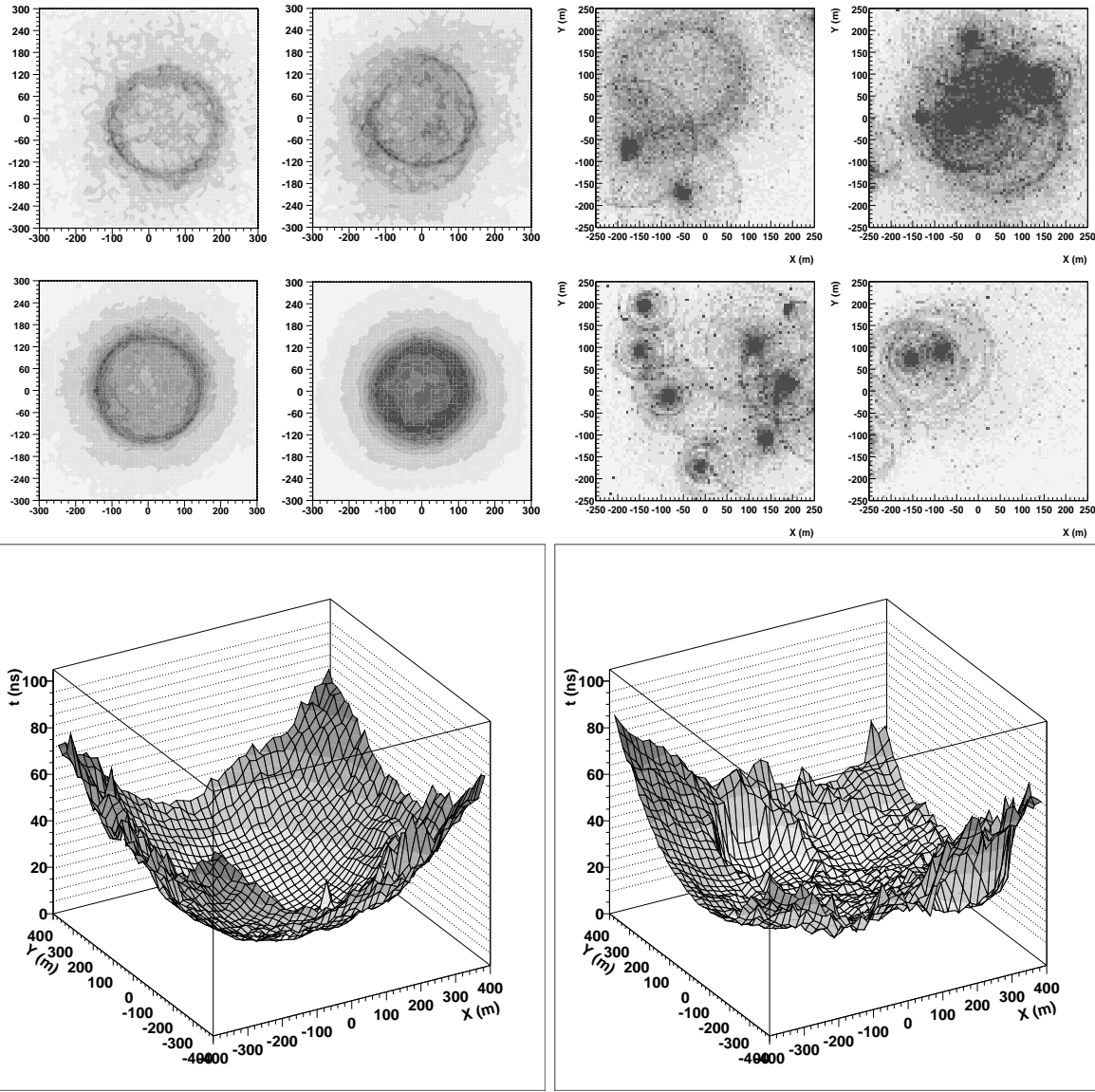


FIG. 6.6 – Caractéristiques topologiques du front d'onde Čerenkov, à gauche pour des gamma (100 GeV), et à droite pour des protons (500 GeV en haut, 150 GeV en bas). Figure tirée de [115].

très spécifiques et dépendant des particules primaires, et est utilisée pour dissocier efficacement les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques. Les facteurs de rejet obtenus par l'analyse d'images vont typiquement de 10^2 pour un seul télescope, à 10^4 en combinant les informations de plusieurs instruments⁴. Le seuil en énergie est généralement limité par une relativement faible surface de miroirs, et est passé de plusieurs centaines de GeV dans les années 90 (Whipple, CAT, HEGRA) à environ 150 GeV pour les expériences de dernière génération⁵ (CANGAROO, HESS).

Les imageurs ont depuis longtemps démontré leur fiabilité, puisque c'est le télescope

⁴Ce type d'analyse à plusieurs télescopes est appelé *stéréoscopie*.

⁵En ayant adopté un télescope de 17 m, la collaboration MAGIC envisage d'abaisser le seuil à 50 GeV ; le projet HESS-2, avec un télescope de 28 m, vise un seuil d'environ 20 GeV.

Détecteur	Localisation	S (m ²)	Seuil (GeV)	N_{pm}	Ω	ω
CAT	France	18	250	546	5°	0.12°
HEGRA	Canaries	5 × 8.5	500	271	4.3°	0.25°
HESS	Namibie	4 × 108	150	960	5°	0.16°
CANGAROO III	Australie	4 × 57	150	552	3°	0.12°
MAGIC	Canaries	239	50	396+180	4°	0.1°
HESS 2	Namibie	+705	10	–	–	–
VERITAS	Arizona	7 × 75	50	499	3.5°	0.15°

TAB. 6.2 – *Caractéristiques des principaux imageurs Čerenkov : de bas en haut respectivement à venir, en activité, non-actifs. S représente la surface des miroirs, N_{pm} le nombre de photomultiplicateurs de la caméra, Ω le champ de vue et ω le diamètre angulaire d'un pixel.*

Whipple qui parvint le premier⁶ à détecter la nébuleuse du Crabe au sol en 1989 [111]. On trouvera quelques caractéristiques des principales expériences dans le tableau 6.2.

6.2.4 Les échantillonneurs

La stratégie adoptée par la technique d'échantillonnage consiste à collecter la lumière Čerenkov, et à l'échantillonner spatialement, temporellement et en intensité avec un réseau de télescopes, afin de reconstruire la topologie du front d'onde au sol. Pour remonter aux caractéristiques du cœur de la gerbe par cette méthode, il faut donc pouvoir contenir une grande partie son extension totale au sol. Aussi les échantillonneurs utilisent-ils une très grande surface de collection, dont le diamètre est typiquement d'une centaine de mètres. De même, une localisation en altitude permet-elle d'éviter une trop grande absorption des photons Čerenkov et d'accéder aux gerbes d'énergies intermédiaires. Les précurseurs en ce domaine furent les expériences ASGAT et THEMISTOCLE, dont les caractéristiques, bien que pionnières, étaient encore trop rudimentaires pour rivaliser avec les imageurs. Cependant, avec une bonne résolution temporelle, la collection de lumière échantillonnée sur une grande surface peut permettre d'atteindre des seuils relativement bas, de seulement quelques dizaines de GeV pour l'expérience CELESTE. Ainsi, malgré des sensibilités certes moins compétitives que celles des imageurs⁷, les échantillonneurs avaient pour dessein d'ouvrir une nouvelle fenêtre en énergie, en-deçà de 100 GeV, de manière à faire la liaison avec les expériences spatiales. Outre CELESTE, qui fera l'objet de la seconde partie de ce mémoire, deux autres échantillonneurs ont été utilisés : SOLAR II, démantelé depuis 1999, et STACEE, toujours en activité. Les caractéristiques des deux expériences en cours sont présentées dans le tableau 6.3. Le principe précis de leur fonctionnement sera détaillé au cours du prochain chapitre.

Mentionnons enfin, pour conclure cette partie, que l'astronomie gamma au sol tire

⁶Les échantillonneurs Thémistocle [112] et ASGAT [113] annonceront une détection quelques années plus tard.

⁷Cet écart de sensibilité est essentiellement dû à une résolution angulaire plus faible – on intègre par conséquent davantage de bruit de fond –, ainsi qu'à une réjection hadronique moins performante.

Détecteur	STACEE	CELESTE
Localisation géographique	Albuquerque (É-U)	Thémis (France)
Altitude (m)	1700	1600
Surface de collection (m ²)	48 × 37	53 × 54
Seuil en énergie (GeV)	120	60

TAB. 6.3 – *Caractéristiques des échantillonneurs Čerenkov en activité en 2004.*

finalement partie des deux techniques de détection présentées plus haut, non seulement en associant les imageurs en réseaux, tout en augmentant la taille de leurs miroirs, mais aussi en augmentant la résolution temporelle des modules électroniques.

Chapitre 7.

L'expérience CELESTE

C'est en 1996 que l'expérience CELESTE (Čerenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment) fut conçue à l'initiative d'Éric Paré [114]. Il s'agit de la reconversion de la centrale solaire Thémis, instrument d'étude et de production d'électricité solaire développé par EDF dans les années 80. Cette centrale, située dans les Pyrénées Orientales près de Targassonne à une altitude de 1650 m (42.5° nord, 1.97° est), disposait en effet de nombreux prérequis pour sa transformation en télescope, comme par exemple :

- une grande surface de miroirs déjà disponible (201 héliostats, chacun ayant une surface de 54 m^2)
- la haute altitude du site permettant l'accès aux gerbes atmosphériques de basse énergie ;
- la qualité des conditions atmosphériques, qui garantissait un temps d'observation important tout au long de l'année ;
- la tache angulaire du soleil est quasiment la même que celle d'une gerbe électromagnétique au maximum de son développement.

Au début des années 90, peu après l'interruption de l'exploitation de cette centrale par EDF (1986), l'IN2P3 et le Service d'Astrophysique du CEA/DAPNIA en reprirent les infrastructures pour établir le premier site français dédié à l'astronomie gamma au sol. Ce furent d'abord les expériences ASGAT et THEMISTOCLE, puis l'installation de l'imageur CAT en 1996 (seuil de 250 GeV).

CELESTE fut initialement conçue pour combler le vide entre les satellites et les imageurs, c'est-à-dire permettre l'observation de gamma entre 30 GeV et 300 GeV, et ce bien avant la mise en service des satellites de dernière génération (GLAST, dont le lancement était prévu pour 2005). Aussi a-t-il fallu remplacer la chaudière de la tour par un système complexe d'optique secondaire et de caméras, afin de séparer les signaux lumineux réfléchis par les héliostats, puis concevoir une électronique de traitement du signal adaptée aux techniques d'échantillonnage. Avant 2002, l'observatoire CELESTE utilisait 40 héliostats (phase I), 13 autres ayant été ajoutés depuis (phase II). Pour sa dernière année de fonctionnement, la surface de collection est donc d'environ 2860 m^2 (contre 2160 m^2 avant 2002).

Nous présenterons dans les paragraphes suivants les caractéristiques du détecteur (optique et électronique), les techniques de calibration, ainsi que les méthodes de prises et d'analyses des données. Des exposés plus complets figurent dans les thèses de Mathieu de Naurois [115], Filip Munz [117] et Hakima Manseri [116], ainsi que dans une publication

dédiée à la description de l'instrument [114].

7.1 Optique

7.1.1 Héliostats

Un héliostat est un réseau de miroirs d'une surface totale de 54 m². Ce réseau est constitué de 8 modules identiques de 6 miroirs, et d'un module plus petit de 2 miroirs. Ces éléments ont des longueurs focales comprises entre 100 et 240 m (distance des héliostats à l'optique secondaire située dans la tour), de telle sorte que les aberrations de Coma soient minimales en incidence normale. Ce sont des miroirs argentiques munis d'une fine couche de verre qui les protège de l'oxydation, mais qui coupe les longueurs d'ondes en deçà de 350 nm environ.

Les héliostats sont équipés d'une structure alt-azimutale (rotation autour d'un axe vertical portant lui-même un axe horizontal), et les orientations horizontale et verticale sont contrôlées par des moteurs indépendants. Leur pas de pointé est d'environ 0.01°, ce qui donne une vitesse de suivi d'une source d'environ 1 pas codeur en 2 secondes. La position est transmise par un réseau de câbles électriques, et contrôlée par un système de capteurs magnétiques. Les 13 héliostats ajoutés en 2002 sont quant à eux guidés par communication radio.

7.1.2 Optique secondaire

L'échantillonnage de la tache de lumière Čerenkov nécessite la séparation des signaux lumineux en provenance des héliostats. C'est la raison pour laquelle une optique secondaire, comportant 6 groupes de miroirs sphériques, fut installée dans la tour. Ce système permet d'associer une image à chaque héliostat en plaçant pour chacun une caméra (photomultiplicateur) dans le plan focal. Cette optique est alignée sur axe, permettant ainsi une meilleure définition du champ de vue, mais induisant par ailleurs une perte de lumière due à l'ombre des caméras sur les miroirs (perte estimée au moyen de simulations à 30% au plus, pour les héliostats les plus proches de la tour).

7.1.3 Sélection en champ de vue

Afin d'éviter que les caméras ne voient des faisceaux provenant de miroirs voisins, et surtout pour réduire le champ de vue de CELESTE à la taille angulaire des gerbes atmosphériques, *i.e.* ~ 5 mrad (limitation de la pollution lumineuse induite par le bruit de fond de ciel), chaque caméra s'est vue équipée d'un cône de Winston, jouant le rôle d'un diaphragme virtuel. Cet élément conique est caractérisé à la fois par un angle limite α_0 , correspondant à l'angle maximal que peut avoir le rayon incident, et définissant ainsi le champ de vue d'un héliostat, et par sa dimension (contrainte par la taille de l'image de chaque héliostat). Par l'utilisation de 6 types de cônes de Winston, on peut alors obtenir le même champ de vue pour tous les héliostats.

7.1.4 Photomultiplicateurs

Nous avons vu plus haut qu'une gerbe atmosphérique engendre un front d'onde Čerenkov très étroit (quelques ns pour les gamma) et peu intense à basse énergie. Cela implique l'utilisation de photomultiplicateurs non seulement très rapides, mais aussi sensibles aux photoélectrons uniques. Le photomultiplicateur Philips XP2282B, comprenant 8 étages, possède de telles caractéristiques. Afin de limiter les dispersions temporelles de l'instrument, une diode Zener impose une tension fixe de 520 V entre la cathode et la première dynode, la tension totale étant d'environ 1200 V. Les courants d'anode sont lus, contrôlés et enregistrés lors des prises de données, et un système de disjonction a été adjoint en cas d'éclairement trop intense (étoile brillante dans le champ de vue, passage d'un nuage pouvant réfléchir la lumière de la vallée, signaux lumineux d'un avion, etc.).

Par ailleurs, le bruit de fond du ciel sur le site de Thémis dû à la luminosité incompressible des étoiles et de la vallée, engendre un bruit d'environ 1 photoélectron par ns et par photomultiplicateur. Cela impose de travailler en faible gain ($g \simeq 10^5$), et se transcrit en courant selon $I = e.g.\tau \simeq 16\mu A$ (τ étant le taux de bruit). Le courant maximum donné par le constructeur étant de $200\mu A$, les photomultiplicateurs de CELESTE subissent un vieillissement précoce, et doivent de fait être régulièrement contrôlés. Nous reviendrons sur ce point lorsque nous traiterons de la calibration (§ 7.3.3).

Enfin, un couplage capacitif en sortie de chaque photomultiplicateur permet d'éliminer la composante continue du bruit de fond de ciel, ce qui restreint le signal électrique collecté aux photons Čerenkov (mais aussi aux fluctuations du bruit de fond).

7.2 Électronique

Il s'agit ici de décrire la propagation du signal à travers la chaîne électronique du détecteur et son traitement depuis sa sortie des photomultiplicateurs. Le signal de chaque voie (photomultiplicateur) se trouve amplifié et transmis jusqu'à la salle de contrôle par un câble de 24 m. Une partie est dirigée vers le module de déclenchement, alors que l'autre est numérisée par des cartes Flash ADC (FADC ci-après).

Rappelons ici que le but est de déclencher l'enregistrement lors de l'arrivée du front d'onde Čerenkov, signal extrêmement bref (quelques ns) et peu intense (quelques photoélectrons aux basses énergies visées par CELESTE). Compte tenu des effets aléatoires induits par le bruit de fond de ciel, cela implique une synergie entre l'utilisation d'une électronique rapide, et une stratégie de déclenchement tenant compte des caractéristiques topologiques des taches de lumière Čerenkov au sol (échantillonnage et mise en temps).

7.2.1 Déclenchement

Pour favoriser le déclenchement sur une tache de lumière étendue, les héliostats sont rassemblés en 6 groupes relativement homogènes (8, 7, 6, 7, 7 et 6 héliostats par groupe *cf.* figure 7.2 ; 5 groupes de 8 héliostats avant 2002 *cf.* figure 7.1), et les signaux individuels des héliostats d'un même groupe sont mis en temps grâce à des lignes à retards avant d'être sommés. Cette sommation améliore sensiblement le rapport signal sur bruit, en lissant

les fluctuations poissonniennes du bruit de fond de ciel (le régime devient gaussien ¹). À ce stade, l'on requiert une condition de majorité, c'est-à-dire une coïncidence logique d'au moins N_{maj} groupes ayant franchi un seuil en amplitude prédéfini (en général de l'ordre de 4.5 photoélectrons par héliostat) sur une fenêtre temporelle de 10 ns. N_{maj} vaut au minimum 3, ce qui permet d'éviter, outre le rejet relatif des fluctuations de la luminosité du ciel, le déclenchement sur les muons isolés provenant de gerbes hadroniques, qui constitueraient un bruit de fond très important.

La mise en temps des voies d'un même groupe est assurée par une correction en temps réel des différents retards liés aux trajets optiques, qui dépendent de la position de la source suivie et du mode de pointé. C'est un même module électronique qui alloue les retards, grâce à des câbles de "longueurs" combinatoires comprises entre 0 et 127 ns, et qui somme analogiquement les signaux individuels d'un groupe donné. Le signal sommé passe ensuite par un comparateur qui envoie un signal logique à un module dit "porte programmable" (module CAEN V486) si le seuil prédéfini du groupe associé est dépassé. Enfin, si au moins N_{maj} signaux logiques arrivent dans une fenêtre de 10 ns, le voteur majoritaire (module CAEN V495) envoie un STOP au contrôleur de cartes FADC, déclenchant ainsi la lecture rétroactive de l'événement et son écriture sur bande.

7.2.2 Lecture des événements

Comme mentionné précédemment, une partie du signal provenant des photomultiplicateurs est numérisée par des codeurs analogique-digital, les cartes Flash ADC ETEP 301C. Chaque carte possède deux voies d'acquisition indépendantes et une horloge commune, ce qui permet la lecture en continu des sorties de deux photomultiplicateurs par carte. Au cours de cette lecture, une mémoire tampon circulaire de 2048 cases est progressivement remplie avec un séquençage à 940 MHz, ce qui correspond à une précision temporelle de l'ordre de la nanoseconde. Lors de l'envoi d'un STOP par le voteur majoritaire (déclenchement), une plage de 100 ns de la mémoire centrée sur le signal physique est relue et enregistrée sur disque. En raison d'un défaut de synchronisation des horloges, induisant un décalage aléatoire d'une à deux nanosecondes sur l'arrêt d'écriture dans la mémoire tampon, un pic de référence curieusement baptisé pic "fiduciaire" est envoyé aux FADC en même temps que le STOP. Affecté d'un décalage identique à celui du signal physique, il peut dès lors servir de zéro temporel dans chaque voie : le problème de désynchronisation se trouve ainsi résolu. Cette solution induit malgré tout une relecture de la mémoire du codeur, qui, bien que sur une plage restreinte (seulement 28 ns autour de la position attendue du pic fiduciaire), engendre un temps mort supplémentaire. Nous reviendrons sur l'évaluation du temps mort d'acquisition aux § 8.1.2 et 10.2.

Un schéma de l'électronique de CELESTE est présenté sur la figure 7.3

7.3 Calibrations du détecteur

Nous dressons ici un état général de la calibration des divers instruments, depuis la collection de lumière sur les héliostats jusqu'au traitement du signal dans la chaîne électronique.

¹C'est là une conséquence du théorème de la limite centrale.

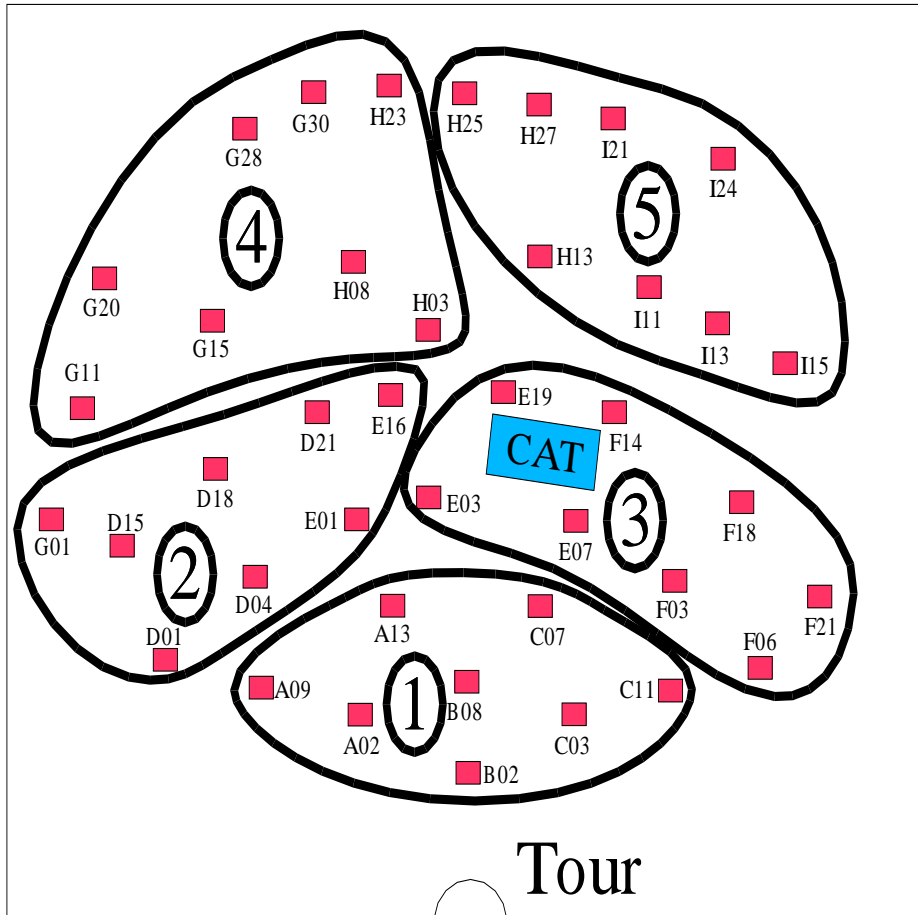


FIG. 7.1 – Configuration du module de déclenchement avant 2002 : les héliostats sont rassemblés en 5 groupes de 8.

7.3.1 Alignement des héliostats

Afin d’optimiser la collection de lumière Čerenkov, et pour ne pas introduire de biais lors d’une prise de données, il faut s’assurer que les héliostats pointent tous précisément vers la cible visée. C’est par l’analyse des courants d’anode que cette calibration est régulièrement effectuée : il s’agit de viser une étoile suffisamment brillante (en général de magnitude d’environ 3) pour produire un fort éclaircissement des photomultiplicateurs. Une étoile étant une source ponctuelle, un très faible écart du pointé d’un héliostat par rapport à cette dernière induit une chute significative du courant anodique associé. La procédure consiste donc à enregistrer les courants au cours d’une prise de données en colimaçon autour d’une étoile, puis à vérifier si la position du courant maximum coïncide avec la position de l’étoile (position “zéro” de l’héliostat).

Plus précisément, on parcourt un plan $\delta az \times \delta \acute{e}l$, c’est-à-dire le plan des corrections d’azimut et d’élévation apportées à l’héliostat (par pas δaz ou $\delta \acute{e}l$ de 0.14 mrad). Les courants sont enregistrés à chaque pas, et l’on vérifie la superposition du maximum des courants avec le zéro de l’héliostat. Si le maximum est décalé, on applique des corrections aux zéros dans une base de données, puis l’on répète l’opération jusqu’à obtenir un bon centrage du courant maximum. Les logiciels permettant le contrôle de l’alignement des

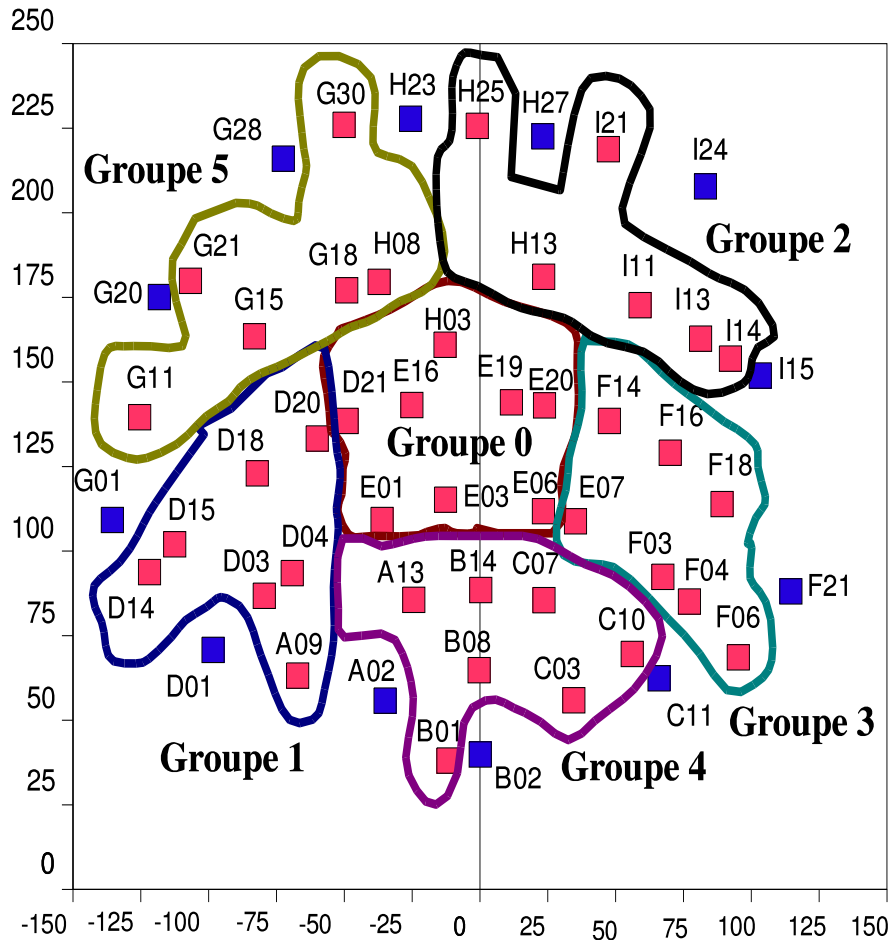


FIG. 7.2 – Configuration du module de déclenchement après 2002 : les héliostats sont rassemblés en 6 groupes relativement homogènes (6 à 8 héliostats par groupe).

héliostats ont été développés par Emmanuel Durand [127] et Philippe Bruel [128], et sont utilisés en général au début de chaque période d’observations (une fois par mois), ou lors d’une intervention mécanique sur les capteurs magnétiques gérant la position des héliostats : ces contrôles sont appelés *scans d’étoiles*, et permettent de connaître rapidement la qualité de l’alignement, ainsi que les éventuelles corrections à apporter dans la base de données.

7.3.2 Calibration temporelle

– Signaux individuels

CELESTE utilisant principalement les caractéristiques temporelles du front d’onde Čerenkov, il faut s’assurer d’une connaissance précise du temps de transit du signal, depuis les miroirs des héliostats jusqu’aux codeurs ADC. Les positions de tous les éléments optiques ont été mesurés avec une précision telle que l’erreur globale sur les temps de parcours optique est de l’ordre de 0.2 ns. Par ailleurs, les temps de transit au travers de tous les éléments de la chaîne électronique ont eux aussi été mesurés et entrés dans une base de données. Enfin, les retards théoriques voie à voie étant désormais connus, un laser

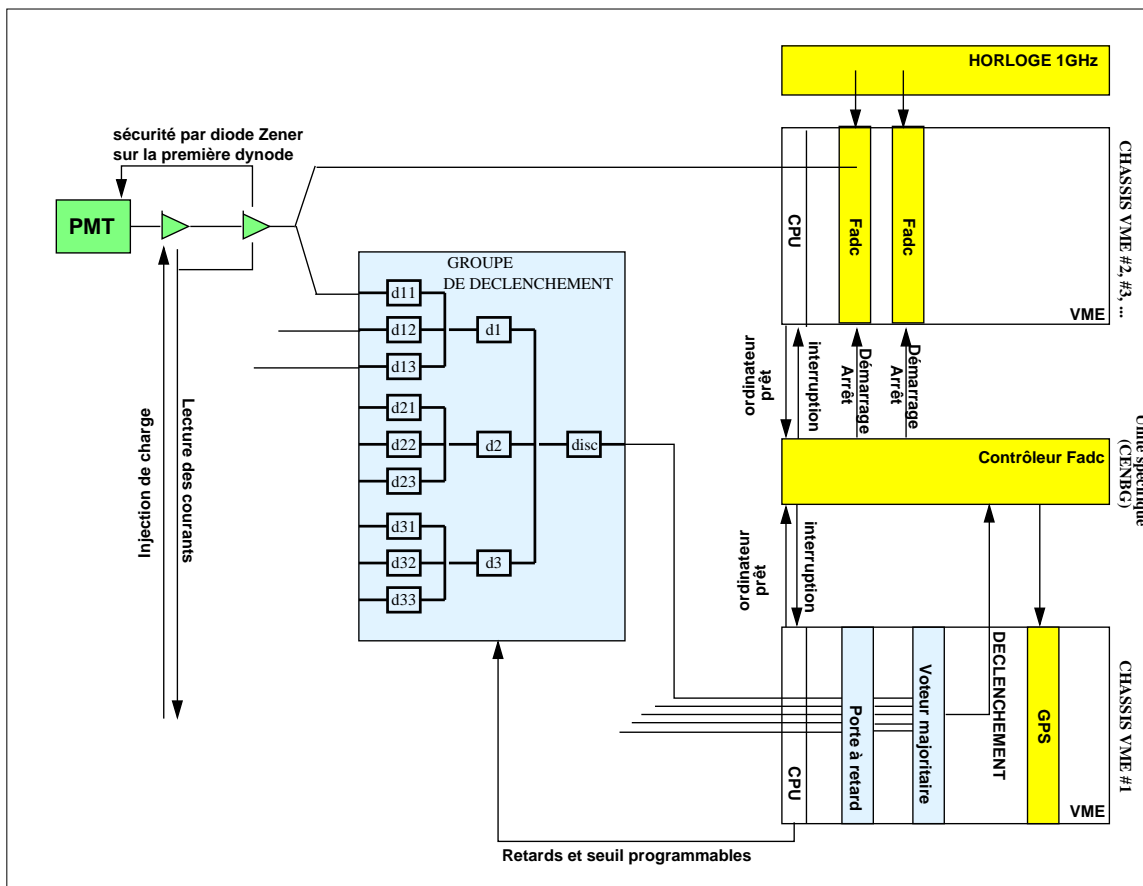


FIG. 7.3 – Schéma du module électronique complet de CELESTE.

pulsé à azote ($\lambda = 337 \text{ nm}$) est utilisé pour déterminer les corrections fines à la calibration temporelle.

Ce laser est installé au bas de la tour, et le signal lumineux est conduit jusque sous la salle de contrôle par une fibre optique. Un diffuseur émet alors les impulsions lumineuses en direction du champ d'héliostats, et l'on peut ainsi estimer les écarts temporels entre différentes voies en relisant les données en sortie des codeurs ADC. Les corrections sont apportées dans la base de données, avec une dispersion estimée à environ 0.4 ns, ce qui est honorable compte tenu de la taille du dispositif.

– Signaux sommés (boîtes à retard)

Nous n'avons toutefois traité qu'une partie du signal. Comme déjà expliqué, une autre partie du signal sert au déclenchement. Afin d'effectuer une calibration temporelle au niveau des boîtiers de mise en temps analogique (associés aux différents groupes d'héliostats), on observe la sortie analogique dite "sortie sommée SG" de chacun avec un oscilloscope. Lorsque les voies sont correctement ou même légèrement imparfaitement mises en temps, on mesure un pic unique. Pour mettre en évidence les pics individuels, des décalages sont introduits artificiellement dans les retards préprogrammés : ainsi, connaissant ces décalages, la position relative des pics nous permet d'estimer l'écart à une mise en temps parfaite. Les corrections sont elles aussi apportées au niveau de la base de données.

La dernière calibration de ce type dans CELESTE a été effectuée à l'automne 2002 par

7.3.3 Calibration des photomultiplicateurs

Il s'agit ici de déterminer une correspondance biunivoque entre le signal digitisé tel qu'il apparaît en sortie des codeurs ADC, et le nombre réel de photoélectrons en entrée des photomultiplicateurs [132]. Cela permet en particulier de déterminer avec précision le seuil de déclenchement du détecteur, et d'homogénéiser la réponse des photomultiplicateurs.

Pour une conversion simple, le critère requis est qu'un photoélectron donne, après amplification et compte tenu de la tension appliquée à la base du photomultiplicateur, un signal d'amplitude 10 mV à l'entrée de la chaîne d'acquisition, et ce pour toutes les voies. Il faut donc déterminer une relation entre l'amplitude moyenne d'un photoélectron en fonction de la tension appliquée. À cette fin, on fait usage d'un discriminateur et d'une échelle de comptage, et l'on réalise un comptage intégral en fonction du seuil défini par le discriminateur dans des conditions d'éclairement artificiel minimal. Le spectre du photoélectron est obtenu en différentiant la courbe résultante de droite à gauche. En effet, si $G(s)$ est le signal intégral exprimé en fonction du seuil, il devient nul au-delà d'un certain seuil s_{max} . Si la largeur d'un bin vaut δs , alors on peut écrire le spectre du photoélectron selon (méthode des trapèzes) :

$$g(s_{max} - \frac{(2k+1)}{2}\delta s) = 2\frac{G(s_{max} - k\delta s)}{\delta s} - 2\sum_{l=0}^{k-1} g(s_{max} - \frac{(2l+1)}{2})\delta s. \quad (7.1)$$

On reconstruit le spectre itérativement en partant de $k = 0$.

Cette opération est répétée pour des tensions entre 1250 et 1650 V, tensions élevées par rapport à celles utilisées lors de l'acquisition, mais c'est le prix à payer pour avoir accès à l'amplitude moyenne du photoélectron. Les valeurs de l'amplitude à basse tension sont ensuite déterminées par extrapolation de l'ajustement obtenu.

L'amplitude du photoélectron unique s'exprime ainsi en fonction de la tension appliquée au photomultiplicateur i selon :

$$f(V_i) = 10 \text{ mV} \left(\frac{V_i - 520}{p_0^i - 520} \right)^{p_1^i} \quad (7.2)$$

où p_0^i est la tension pour laquelle l'amplitude du photoélectron est de 10 mV, et $p_1^i = N\alpha_i$ ($N = 8$, nombre d'étages du photomultiplicateur, et α_i , facteur dépendant de la géométrie et de la constitution des dynodes, $\simeq 0.8$ pour un photomultiplicateur neuf). Ces deux paramètres résultent de l'ajustement de la loi 7.2 sur les mesures.

Il est important de vérifier régulièrement l'évolution de ces paramètres, car l'éclairement intense auquel les photomultiplicateurs sont soumis (bruit de fond de ciel de l'ordre de 1 photoélectron par ns) voue les dynodes à une usure précoce. La dernière campagne de calibration, réalisée à l'automne 2002 par Hakima Manseri [116], a montré que les paramètres p_1^i avaient effectivement changé par rapport aux précédentes mesures effectuées en 1999, conséquences avérées de l'usure naturelle des photomultiplicateurs. Les corrections nécessaires ont dès lors été incluses à la base de données.

7.3.4 Uniformisation des réponses individuelles

Les éléments optiques et électroniques étant sous contrôle, on peut finalement déterminer l'efficacité de collection de la lumière déposée sur les héliostats, efficacité qui dépend de la direction visée. Il s'agit en l'occurrence d'être capable de prédire la densité de lumière au sol produite par une gerbe, connaissant la quantité de lumière reçue sur chaque photomultiplicateur. Ce travail a été réalisé par Philippe Bruel et Jamie Holder [133].

L'absence de source de référence a nécessité l'utilisation des données des codeurs ADC prises en condition normale d'acquisition. Leur spectre en charge permet de remonter au spectre en photoélectrons, et dépend de l'efficacité de collection. Le spectre primaire étant supposé constant, cela implique que chaque héliostat reçoit la même quantité de lumière : les spectres en charge doivent donc être proportionnels pour toutes les voies, puisque seules les efficacités diffèrent. La calibration est donc une calibration relative qui consiste à modifier l'échelle horizontale des spectres en charge de manière à homogénéiser leur forme : cela revient à définir de nouveaux gains.

L'estimateur d'efficacité relative est défini comme suit. Le spectre en charge est intégré depuis les charges les plus élevées après soustraction des piédestaux. On détermine ensuite A_5 et A_{30} , les charges seuils telles que respectivement 5% et 30% des événements aient des charges supérieures. Ces deux positions correspondent à la partie droite du spectre, peu sensible aux fluctuations de basses charges, et le spectre étant invariant, l'écart $[A_5 - A_{30}]$ constitue une mesure de l'efficacité de collection relative. Les gains résultants sont normalisés aux prises de données successives, de manière à s'affranchir des effets de seuil (déclenchement). Ces gains dépendent par ailleurs du pointé de l'héliostat : plus un héliostat est situé sur le côté du champ, plus le gain est sensible à l'angle azimutal (à noter une symétrie Est-Ouest).

Aussi, la réponse des voies est homogénéisée en appliquant aux hautes tensions les gains selon la relation 7.2. La différence relative est ainsi ramenée à moins de 10%, ce qui est bien reproduit par la simulation. Cette calibration a été effectuée sur le Crabe au transit, et l'on perd par conséquent les effets de l'intercalibration pour d'autres directions de pointé. Néanmoins, ces écarts d'efficacités sont bien reproduits par les simulations, et maîtrisés.

7.4 Stratégies de pointés

Nous avons vu que les gerbes électromagnétiques ont un développement maximum autour de 11 km d'altitude. Afin d'optimiser la sensibilité de l'expérience, il faut définir une stratégie de pointé non seulement pour avoir une bonne efficacité de collection, mais aussi qui permette éventuellement une discrimination entre gerbes électromagnétiques et gerbes hadroniques. Diverses stratégies ont été explorées au cours de l'histoire de CELESTE, et nous verrons ci-après ce qui les a motivées, ainsi que leurs potentiels.

7.4.1 Avant 2002 : 40 héliostats

Lors de la première phase de CELESTE, le choix s'est porté essentiellement sur le pointé convergent à 11 km (*cf.* figure 7.4). Dans cette configuration, tous les héliostats visent la position où les gerbes sont au maximum de leur développement, et l'on optimise ainsi la collection de lumière. Cette méthode rend toutefois le rejet hadronique délicat car

Simple pointé

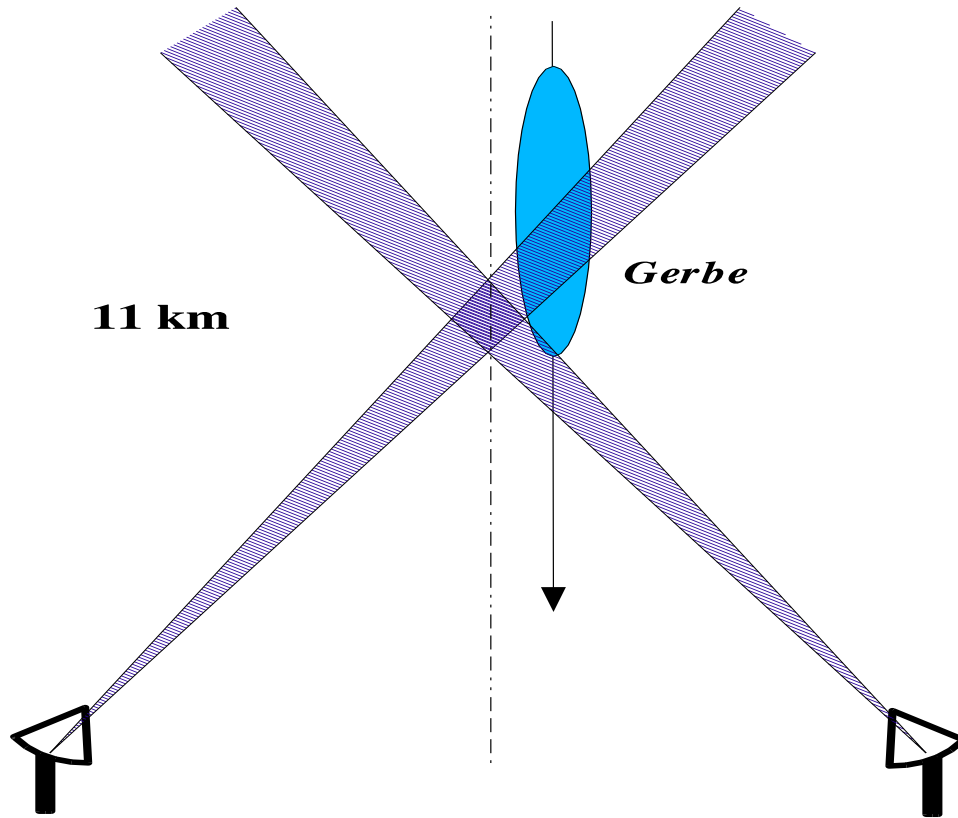


FIG. 7.4 – Mode de pointé convergent à 11 km, pour lequel les héliostats visent le point correspondant au maximum théorique du développement des gerbes électromagnétiques. Le champ de vue total est de l'ordre de celui d'un héliostat ~ 5 mrad.

la sélection en champ de vue imposée par un pointé convergent lisse l'aspect chaotique des taches de lumière issues de gerbes hadroniques. En particulier, il s'avère difficile d'estimer l'extension latérale des gerbes détectées.

L'autre mode de pointé ayant retenu l'attention est le mode dit “double-pointé”, où une moitié des héliostats pointe à 11 km, et l'autre moitié pointe à 25 km (*cf.* figure 7.5). Cela permet d'améliorer le rejet hadronique en sondant mieux les caractéristiques topologiques des gerbes, avec toutefois l'inconvénient de réduire l'acceptance du détecteur pour des gerbes de basse énergie.

Ce sont là les deux modes de pointés principalement utilisés avant l'hiver 2002.

7.4.2 Après 2002 : 53 héliostats

C'est à l'automne 2002 que CELESTE est progressivement entrée dans une seconde phase, élargissant de façon significative sa surface de collection par l'ajout de 13 héliostats supplémentaires. Cette modification des conditions expérimentales fut préparée par un travail de simulations concernant une nouvelle stratégie de pointé : le mode veto (*cf.* figure 7.6). Ce travail fut réalisé par Hakima Manseri [134], et visait à augmenter le po-

Double pointé

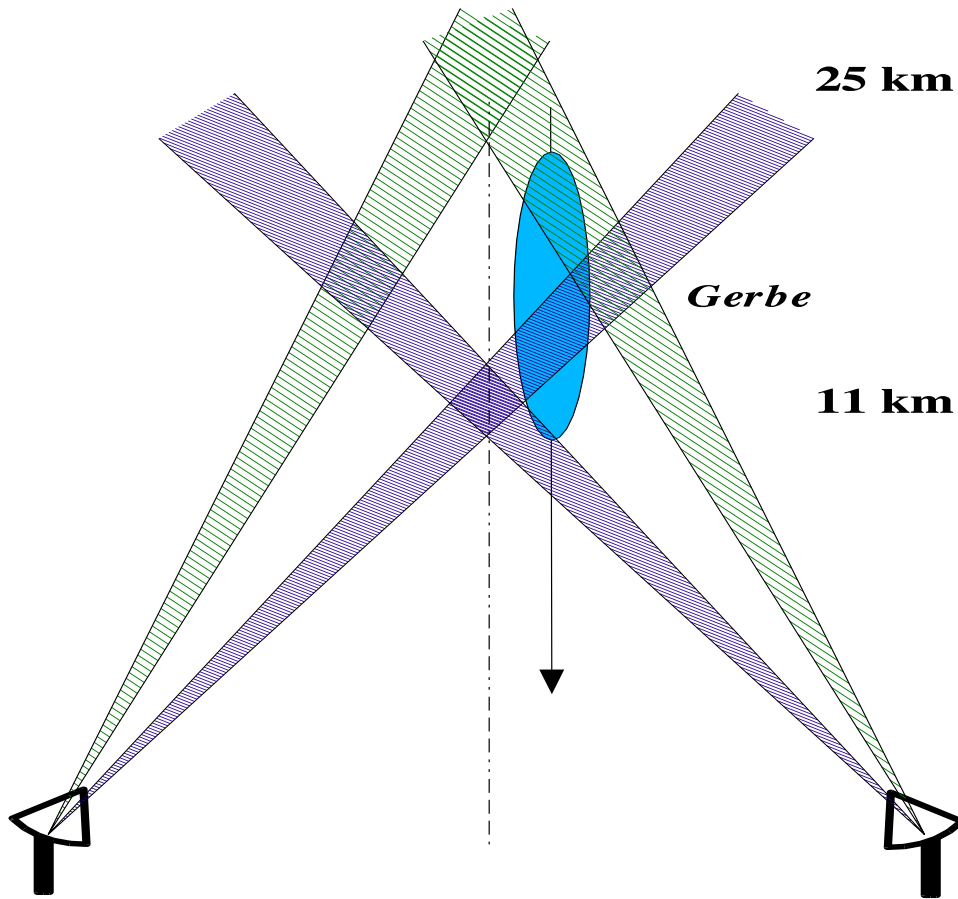


FIG. 7.5 – Mode de pointé double à 11 et 25 km. Cette stratégie augmente la capacité de rejet hadronique en élargissant le champ de vue.

tentiel de rejet hadronique de CELESTE. Il s’agit d’élargir le champ de vue de CELESTE pour identifier les hadrons, tout en conservant une bonne sensibilité à basse énergie. Pour cela, 12 héliostats ont été sélectionnés en bordure du champ, et “dépointés” d’une distance de 150 m, formant ainsi un anneau de garde dit “véto” ; les 41 autres restant en visée à 11 km. Le fait qu’un héliostat véto collecte de la lumière serait la signature d’une gerbe très étendue. Une gerbe électromagnétique détectée par un héliostat standard ne devrait pas être vue par un héliostat véto, contrairement aux gerbes hadroniques dont l’extension latérale est intrinsèquement plus grande.

Les simulations ont permis d’optimiser la distance de dépointé et d’en déterminer le facteur de réjection associé. Elles ont été réalisées avec le simulateur de gerbes Isu, et se sont limitées à la partie optique de CELESTE.

7.5 Prise de données

La prise de données est subordonnée à une méthodologie bien précise, qui permet d’organiser un suivi optimal des sources visées tout en contrôlant le bon fonctionnement du détecteur. De manière globale, toute l’architecture des logiciels destinés à la fois

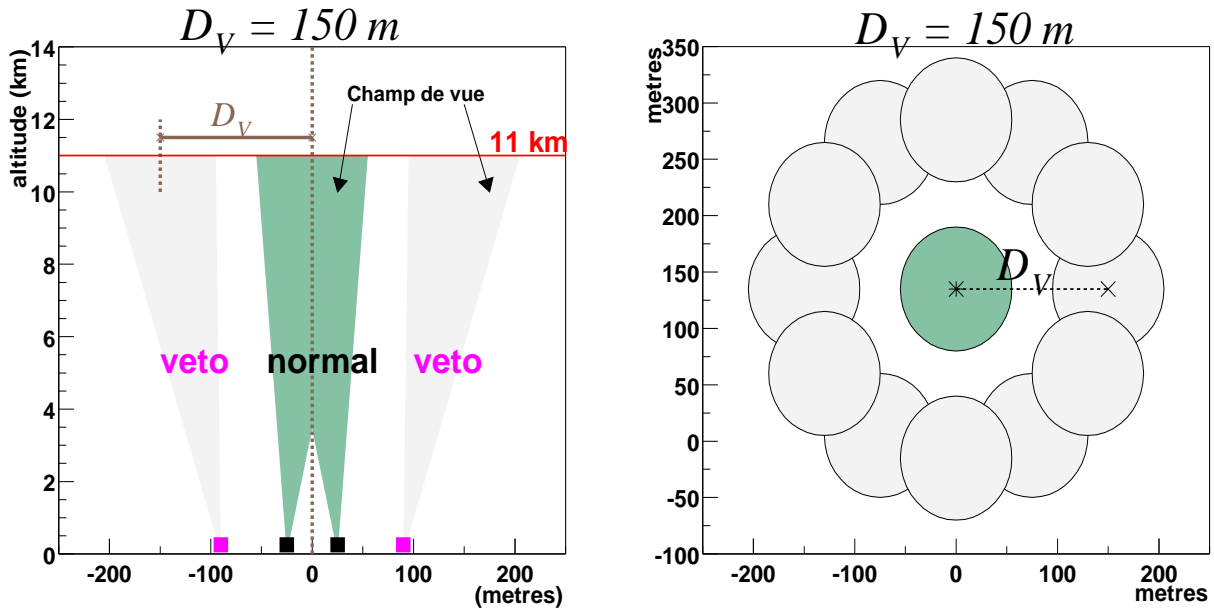


FIG. 7.6 – Mode veto : anneau de garde de 12 héliostats parmi un total de 53, ayant pour but d’élargir le champ de vue et d’identifier ainsi les gerbes hadroniques. À gauche : vue de côté, les héliostats normaux pointent en direction de la source à 11 km d’altitude, alors que les héliostats veto pointent à une distance D_V de 150 m dans le même plan à 11 km. À droite : vue d’en haut, champs de vue respectifs des héliostats veto et des héliostats normaux (vert pour ces derniers). Figure extraite de [116].

aux différents contrôles d’usage ainsi qu’à la bonne gestion en temps réel de la prise de données, s’agglomère autour d’un programme LabView appelé “Master Run Controller” (MRC). Toutes les opérations peuvent être lancées depuis le MRC.

– Injection de charge

Avant chaque nuit d’observations, il convient de vérifier le bon fonctionnement de l’électronique ainsi que la bonne qualité de la digitisation du signal. Pour cela, on procède à des dites *injections de charge*. Cette opération consiste à injecter une impulsion électrique de forme connue à la base des photomultiplicateurs (100 MHz), et de contrôler la réponse des codeurs ADC via différentes interfaces graphiques de lecture en temps réel (le programme *flashview*). On contrôle de la même façon la présence des pics fiduciaires dans toutes les voies individuelles.

– Pointé des héliostats

Les héliostats sont pilotés grâce à un logiciel qui calcule en temps réel l’évolution des astres dans le ciel de Thémis ainsi que la direction de visée de chaque héliostat associée au mode de pointé choisi. Ce logiciel permet en outre de suivre à chaque instant l’état des héliostats ainsi que la bonne exécution de leur mission. L’envoi de la mission aux héliostats (sélection du mode de pointé et de la source) se fait depuis le MRC.

Taux de comptage (Hz)

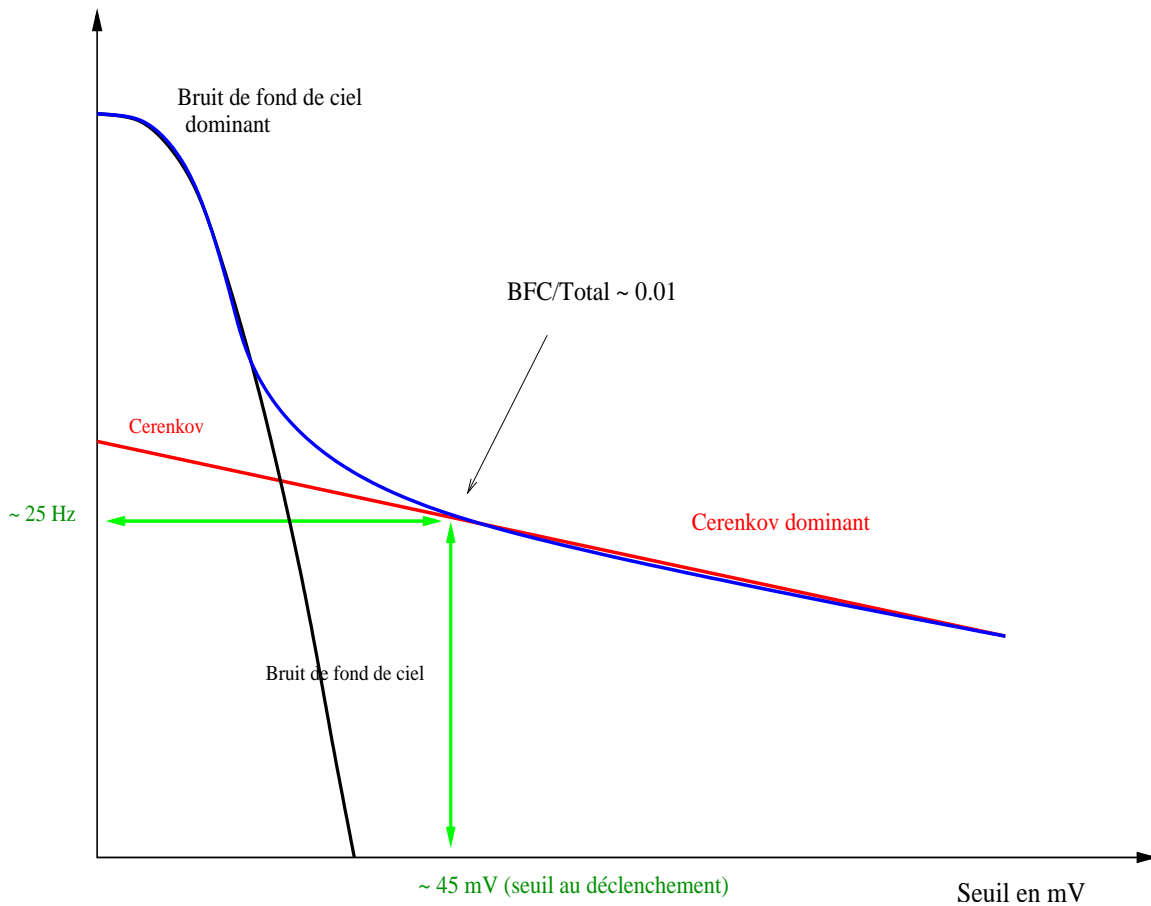


FIG. 7.7 – Principe de détermination du seuil lors des prises de données : taux de comptage en fonction du seuil appliqué par héliostat (échelle logarithmique). En noir, le régime de bruit de fond de ciel (BFC) qui décroît exponentiellement, en rouge, le régime Čerenkov qui suit une loi de puissance (contribution hadronique dominante), et en bleu le total (très approximatif, le dessin se voulant plus qualitatif). En augmentant le seuil, on s’affranchit de la composante BFC, et l’on définit le seuil de déclenchement selon $(\text{taux BFC})/(\text{taux Čerenkov} + \text{taux BFC})=0.01$.

– Alignement des héliostats

À chaque début de période (environ une fois par mois), on contrôle l’alignement des miroirs en effectuant un *scan* d’étoile (cf. § 7.3.1).

– Détermination du seuil : “trigrate”

Avant toute prise de données physiques, il est nécessaire de déterminer le seuil du module de déclenchement, c’est-à-dire l’amplitude minimale du signal par héliostat au-delà (respectivement en-deçà) de laquelle on se situe dans le régime Čerenkov (bruit de fond de ciel poissonnier) pour la logique de déclenchement utilisée (majorité de N_{maj} groupes sur 5 - phase I - ou 6 - phase II). Les régimes de bruit et Čerenkov ont en effet des caractéristiques bien différentes : pour le bruit de fond de ciel, le taux de comptage est

dû à des événements aléatoires et décroît exponentiellement lorsque le seuil augmente (régime poissonnien), alors que pour les gerbes atmosphériques, le taux de comptage suit une loi de puissance assez dure. Lorsque le seuil est très bas, le déclenchement suit les fluctuations du fond qui sont dominantes. Lorsque le seuil augmente, la sensibilité aux fluctuations du fond chute exponentiellement, et il arrive un moment où les courbes caractérisant les deux régimes se croisent. Le taux de déclenchement sur les gerbes atmosphériques devient alors dominant. Le seuil final est fixé à l'endroit où le rapport bruit/(Čerenkov+bruit) = 1%. On trouvera une illustration sur la figure 7.7.

En pratique, les héliostats sont pointés sur l'élément le plus bruyé (*i.e.* de plus forte luminosité de ciel) de la paire On-Off (voir ci-dessous), puis l'on enregistre le taux de comptage en faisant varier l'amplitude appliquée au niveau du générateur de porte. Le seuil est déterminé de façon relativement précise au moyen d'un module d'analyse rapide. Les différents temps morts du détecteur sont aussi pris en compte, de manière que le temps mort de lecture des cartes ADC soit le seul à prendre en compte au-delà du seuil (nous reviendrons plus en détail sur ce point au § 8.1.2). Une fois défini, ce seuil est programmé dans le MRC. Cette opération est effectuée pour chaque source observée du fait de la variabilité du bruit de fond de ciel en fonction du champ d'étoiles environnant associé.

– **Prise de données On-Off**

Les prises de données s'effectuent par tranches de 20 minutes et par paires On-Off (le Off, indispensable au suivi du flux hadronique – *cf.* § 8.1.1 – correspond au On décalé de +/- 20 minutes si la source est descendante/ascendante). Au cours de chaque pointé (On et Off-source), l'on contrôle en temps réel la stabilité du taux de comptage (globale, et par groupe de déclenchement) ainsi que la qualité de lecture des codeurs ADC. De même, un autre programme affiche les valeurs des courants d'anode des photomultiplicateurs, permettant aussi de contrôler leur stabilité, et de prévenir d'un éclaircissement anormal (passage d'un nuage, d'un avion, dysfonctionnement d'un photomultiplicateur, etc ...). Les différentes sources de CELESTE sont observées en général entre +/- 2h autour du transit. Les données collectées sont enregistrées localement avant d'être transférées chaque jour au Centre de Calcul de l'IN2P3.

– **Qualité de l'atmosphère**

La qualité de l'atmosphère (absorption, présence d'eau et d'aérosols) est contrôlée entre chaque prise de données ou entre chaque paire au moyen d'un lidar. Plusieurs centaines de tirs laser (100 MHz) permettent un échantillonnage suffisant pour déterminer les caractéristiques de l'atmosphère jusqu'à une altitude de 11km, et ce dans deux longueurs d'onde : l'UV, sensible à la présence de molécules d'eau, et le vert, plus sensible à la présence d'aérosols. Nous reviendrons sur l'atmosphère dans le § 10.5.

Chapitre 8.

Méthodes d'analyse des données

Dans une expérience de type échantillonneur, on mesure essentiellement les temps d'arrivée du signal ainsi que la distribution de la tache de lumière au sol : cela permet de reconstruire le front d'onde Čerenkov d'une gerbe atmosphérique. Pour une gerbe électromagnétique, on s'attend à ce que ce front d'onde soit mince et homogène (sphérique aux énergies typiques visées par CELESTE), ce qui se traduit par une faible largeur du signal électronique, ainsi que par une faible dispersion des temps d'arrivée. À l'opposé, les gerbes hadroniques sont beaucoup plus chaotiques. L'analyse des données dans CELESTE consiste principalement à caractériser la forme du front d'onde afin de dissocier les gamma des hadrons.

8.1 Principe d'extraction du signal par On-Off

8.1.1 Significativité

Le taux d'événements de type gamma attendu (quelques par minute pour le Crabe) étant largement minoritaire par rapport au taux de hadrons (~ 20 Hz pour CELESTE), et une discrimination absolue entre gamma et hadrons étant irréaliste, il faut soustraire le bruit de fond résiduel en mesurant un fond de référence. On procède par donc par On-Off, et du fait de la possible variation des conditions atmosphériques sur la durée d'une nuit, les temps d'exposition sont relativement courts : on vise successivement la source, pendant une vingtaine de minutes, et une position Off décrivant la même trajectoire dans le ciel, mais décalée dans le temps. L'extraction du signal se fait par soustraction On-Off après sélection des événements de type gamma (coupures d'analyse). On peut dès lors définir la significativité de la mesure selon :

$$N_\sigma = \frac{\tilde{N}_{\text{On}} - \tilde{N}_{\text{Off}}}{\sqrt{2(\delta\tilde{N}_{\text{Off}})^2}} ; \quad (8.1)$$

où \tilde{N}_{On} (respectivement \tilde{N}_{Off}) représente le nombre d'événements On(Off)-source restant après application des coupures d'analyse, et corrigé du temps mort du détecteur (voir § suivant). On parle de détection dès lors que le nombre de déviations standard $N_\sigma \geq 5$.

8.1.2 Temps morts

Le temps mort est une donnée essentielle dont on doit tenir compte dans la statistique finale issue de l'analyse. En effet, le nombre d'événements réel est alors donné par $\tilde{N} = N/\epsilon$, où ϵ est l'efficacité liée à la perte d'événements due au temps mort. L'existence d'une efficacité à ce niveau affecte aussi les fluctuations qui ne sont plus strictement poissonniennes. On doit tenir compte de la propagation des erreurs en incluant l'erreur sur l'efficacité $\delta\epsilon$ pour déterminer les nouvelles fluctuations $\delta\tilde{N}$. On procède ainsi pour l'analyse de toutes les données.

a) Temps mort d'acquisition

Lors de la prise de données, la lecture des événements sur les cartes FADC induit un temps mort dans le détecteur d'environ 10 ms. L'efficacité d'acquisition peut se formuler de plusieurs manières équivalentes; si f_{ini} et f_{fin} sont respectivement le taux brut de déclenchement et le taux après acquisition, et si τ est le temps mort associé, alors l'efficacité ϵ s'écrit :

$$\epsilon = \begin{cases} f_{fin}/f_{ini} \\ 1 - f_{fin}\tau \\ 1/(1 + f_{ini}\tau) \end{cases} \quad (8.2)$$

Afin de calculer cette efficacité, on doit déterminer les taux avant et après lecture. Pour une distribution poissonnienne d'événements, on peut estimer f_{ini} en ajustant la distribution des écarts temporels entre deux événements successifs selon $f(\Delta t) = C \exp(-f_{ini}\Delta t)$. Le taux après lecture est tout simplement déduit du rapport entre le nombre d'événements enregistrés et la durée de la prise de données.

b) Temps mort du module de mise en temps V486

Les signaux logiques des différents groupes de déclenchement sont mis en temps dans un module CAEN V486. Chaque voie est indépendante, et est affectée d'une efficacité propre. Lors du passage à 6 groupes fin 2001, une conséquence inattendue fut la découverte d'une perte significative de l'efficacité globale de ce module. Cela s'explique par le fait qu'avec cette nouvelle configuration, les taux par groupe de déclenchement ont augmenté à cause de la diminution relative du nombre d'héliostats par groupe (sensibilité aux fluctuations accrue). Cet effet de saturation a été constaté sur des données à fort bruit de fond de ciel (source brillante).

Étant données les efficacités de chaque voie, il faut déterminer l'efficacité associée à chaque type de déclenchement, c'est-à-dire selon la majorité réellement atteinte avant le passage dans le module V486 : type 4/6, 5/6 ou 6/6. Par exemple, il existe plusieurs configurations qui donnent une majorité de 4/6 : toutes les combinaisons de 4 groupes parmi 6, mais aussi toutes les combinaisons où 1 ou plusieurs groupes n'ont pas été efficaces. En pratique, on détermine l'efficacité moyenne associée à chaque type d'événement (6/6, 5/6 ou 4/6). Au total, il faut calculer $1 + C_6^1 + C_6^2 = 22$ efficacités avant d'établir les moyennes par type.

S'il s'avère possible d'estimer les efficacités de chaque groupe, une correction d'efficacité impliquerait d'identifier, lors de l'analyse des données, le type de chaque événement, ce qui est loin d'être évident (nous reviendrons sur ce point au § 10.2.2). C'est la raison pour

Trigrate 15233

M_31 - 4/6 - ele: 76.4 azl: -91.0
Tue Nov 26 19:00:01 2002

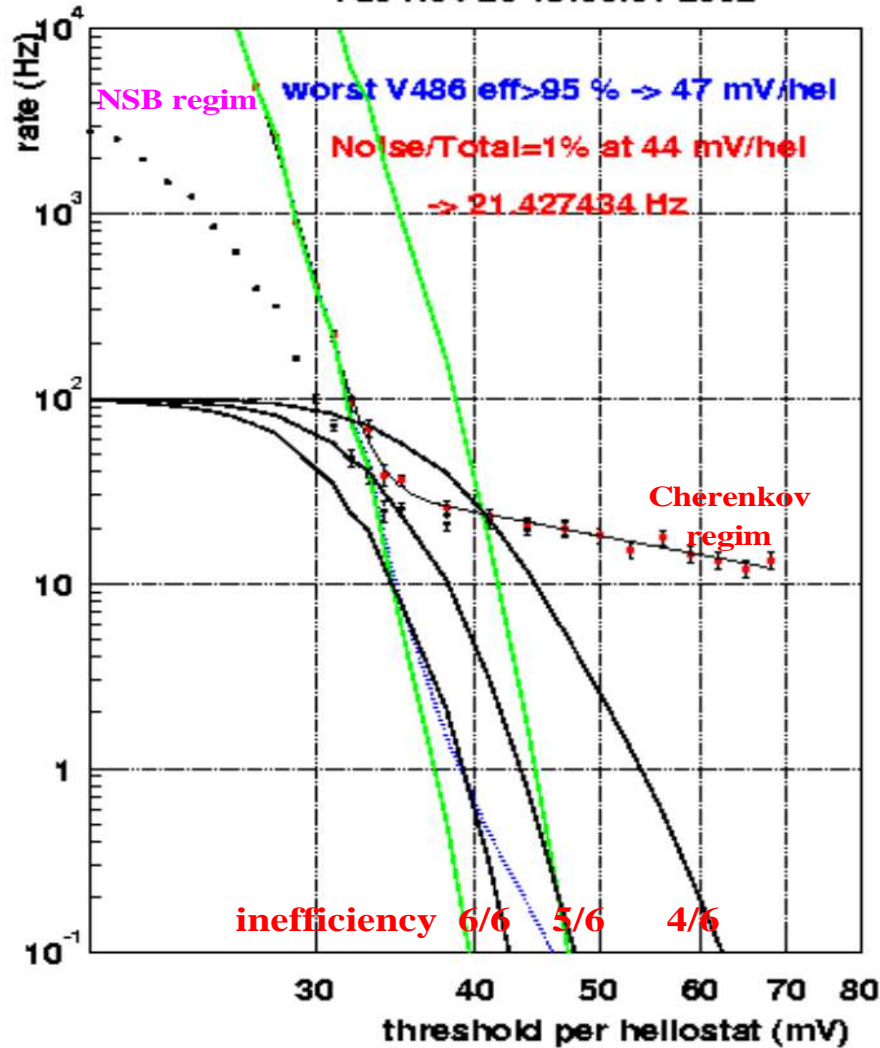


FIG. 8.1 – Illustration des conséquences d'un fond de ciel important sur le réglage du seuil lors d'une prise de données sur M31 (voir figure 7.7 pour le principe). En ordonnée se trouvent à la fois le taux de comptage et l'inefficacité moyenne en pourcent du module V486 pour une majorité donnée (courbes en noir : 6/6, 5/6 et 4/6 de gauche à droite). On peut remarquer que l'inefficacité est fonction du seuil appliqué, et qu'il est nécessaire d'élever légèrement ce dernier par rapport aux critères standard afin d'éviter une quelconque saturation.

laquelle ce problème a été pris en compte dès le début 2002 dans la détermination du seuil à fixer lors des observations : outre les critères usuels (cf. § 7.5), on calcule lors du trigrate les efficacités pour chaque groupe, et l'on se place à un seuil où les effets de saturation sont négligeables (efficacités des types sélectionnés à l'analyse > 99%). La conséquence est l'augmentation légère du seuil (~ 10%) pour les sources à forte luminosité de ciel (M31, Off de Markarian 421), comme on peut le voir sur la figure 8.1.

8.2 Analyse à 40 héliostats : phase I

C'est Mathieu de Naurois [115] qui est le principal auteur de l'analyse avant 2002. Les variables discriminantes utilisées dans cette étude sont : le nombre de pics individuels ayant une amplitude au-delà d'un seuil, l'homogénéité de la tache au sol et la direction reconstruite de la gerbe.

8.2.1 Égalisation du bruit

Le bruit de fond de ciel étant différent du On au Off, il est nécessaire, afin de s'affranchir de biais systématique lors de la soustraction On-Off, de l'égaliser au préalable dans chaque élément de la paire. Ce bruit est estimé pour chaque voie grâce au piédestal, dont le carré de la largeur est proportionnel au taux de photoélectrons induits par le bruit de fond de ciel ($\sigma^2 \propto \tau_{\text{ciel}}$). On ajoute alors à l'élément le moins bruité de la paire (comparaison voie par voie) un bruit aléatoire en conséquence. Les deux éléments d'une paire On-Off se trouvent ainsi affectés du même niveau de bruit. Cependant, une telle opération induit un défaut d'événements au niveau du seuil réel de déclenchement pour l'élément bruité artificiellement. On doit donc pallier ce déficit en augmentant légèrement le seuil (*cf.* § suivant). Ainsi la soustraction On-Off n'est plus problématique.

8.2.2 Redéclenchement logiciel et sélection en majorité

L'utilité d'un redéclenchement logiciel est intrinsèquement liée au bruitage artificiel des données. En effet, il s'agit dans un premier temps de déterminer un estimateur du seuil réel de déclenchement dans les données ADC (conversion mV \rightarrow coups d'ADC - dc), afin de pouvoir appliquer un seuil plus élevé lors de la soustraction On-Off (*cf.* § précédent). Plus cet estimateur sera précis, plus on pourra rester proche du seuil réel, ce qui est primordial pour conserver des événements de basse charge.

Par ailleurs, afin de favoriser les dépôts de lumière les plus homogènes (de type gamma) et se prémunir ainsi d'une trop grande sensibilité aux fluctuations du bruit de fond de ciel, une condition de majorité plus contraignante est requise lors de l'analyse. L'on impose ainsi une majorité de 4 groupes sur 5 avant la soustraction On-Off.

Ces deux opérations distinctes sont réalisées en sommant les signaux électroniques individuels digitisés. On reconstruit les signaux électroniques des groupes de déclenchement, et l'on peut dès lors définir une majorité de N_{maj} groupes sur 5 dont l'amplitude est supérieure à un certain seuil. En pratique, la contrainte requise est de 4 coïncidences au-delà de 25 coups d'ADC (dc), synthétisée dans la variable "*Majorité*[25dc] ≥ 4 ".

8.2.3 Recherche de pics

Pour chaque événement enregistré, une recherche de pic par ajustement est effectuée systématiquement dans toutes les fenêtres ADC individuelles. Un signal Čerenkov correspond à un simple empilement de photoélectrons, et l'on s'attend par conséquent à retrouver la forme du photoélectron dans les fenêtres individuelles. Aussi ajuste-t-on ces pics avec la forme typique d'un photoélectron unique :

$$f(t) = \begin{cases} A \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_l^2}\right) & \text{si } t \leq t_0, \\ A \exp\left(-\frac{(t-t_0)}{\sigma_r}\right) & \text{si } t \geq t_0. \end{cases} \quad (8.3)$$

Seuls les événements ayant plus de 10 pics d’amplitude A plus grande que 25 dc seront conservés pour la recherche de signal (“ $NbPics[25dc] \geq 10$ ”).

8.2.4 Homogénéité de la tache Čerenkov au sol

On peut utiliser les groupes de déclenchement pour étudier plus précisément comment la tache de lumière est distribuée sur la surface de collection. Pour ce faire, les données des codeurs individuels sont sommées en groupe, et l’on caractérise l’homogénéité par la variance de l’amplitude en charge de tous les groupes rapportée à l’amplitude moyenne :

$$\sigma_{\text{grp}} = \frac{\sqrt{\langle A_{\text{grp}}^2 \rangle - \langle A_{\text{grp}} \rangle^2}}{\langle A_{\text{grp}} \rangle} \quad (8.4)$$

Pour des gerbes électromagnétiques, beaucoup plus compactes que les gerbes hadroniques, on attend une tache très homogène, et l’on requiert par conséquent de faibles valeurs de σ_{grp} . La coupure standard utilisée dans CELESTE est $\sigma_{\text{grp}} \leq 0.25$. Cette variable est la variable la plus discriminante de cette méthode d’analyse.

8.2.5 Reconstruction de la direction de la gerbe

Le front d’onde sphérique des gerbes électromagnétiques peut être ajusté sur les temps d’arrivée des photons sur chaque héliostat. L’ajustement obtenu par minimisation d’un χ^2 donne la position du maximum de la gerbe à une distance de 11km en direction de la source visée. L’angle finalement reconstruit est l’angle θ entre la direction visée et la droite reliant le barycentre des charges au sol à la position du maximum de la gerbe à 11km. On requiert de faibles valeurs pour cet angle en imposant $\theta \leq 5$ mrad à l’analyse.

8.3 Résultats de la phase I

Lors de cette première phase, CELESTE a détecté deux sources constituant ses principaux objectifs : la nébuleuse du Crabe, et le blazar Markarian 421. Ces détections sont à l’origine d’une estimation du flux du Crabe au-delà de 60 GeV [135], et de la reconstruction des spectres du Crabe et de Markarian 421 [126], sur laquelle nous reviendrons ultérieurement. La sensibilité atteinte par l’analyse présentée plus haut est respectivement de $2.2\sigma/\sqrt{\text{hr}}$ et $3.4\sigma/\sqrt{\text{hr}}$ pour le Crabe en simple pointé à 11 km et double-pointé à 11-25 km ; le trop faible rejet hadronique est la principale limitation à ces performances.

8.4 Analyse à 53 héliostats : phase II

En 2002, 13 héliostats à pilotage radio ont été ajoutés aux 40 utilisés précédemment. Par ailleurs, afin d’avoir un meilleur rejet hadronique, c’est le mode de pointé veto qui a été retenu suite aux résultats des simulations réalisées par Hakima Manseri [134]. Cette configuration a plusieurs avantages : on conserve au moins l’ancienne sensibilité de CELESTE en gardant 41 héliostats dans le module de déclenchement, tout en améliorant sensiblement l’efficacité du rejet hadronique en ouvrant le champ de vue au moyen des 12 héliostats veto.

Le passage à 53 héliostats s’est aussi accompagné d’une campagne de calibration des différentes composantes du détecteur, ainsi que d’une refonte des méthodes d’analyse des données sous l’impulsion de Philippe Bruel et d’Hakima Manseri. Plusieurs modifications notables ont été apportées, en particulier :

- une nouvelle procédure d’égalisation du bruit dans les données On et Off, corrigeant mieux les défauts intrinsèques des codeurs ADC et tenant mieux compte de la structure fine du bruit de fond de ciel ;
- un redéclenchement logiciel plus sophistiqué et reproduisant avec un plus grand réalisme le seuil relatif de déclenchement du détecteur ;
- une nouvelle méthode de recherche et de reconstruction des pics dans les fenêtres de codage ;
- une recherche de signal basée sur la sommation des signaux individuels, et exploitant davantage l’excellente résolution temporelle de CELESTE.

Nous verrons plus en détail ces modifications au cours de la présente section (un exposé complet peut être trouvé dans la thèse d’Hakima Manseri [116]), et présenterons les performances de cette nouvelle analyse obtenues sur le Crabe et sur Markarian 421.

8.4.1 Égalisation du bruit

On a vu plus haut le principe de l’égalisation du bruit de fond de ciel dans les deux éléments On-Off d’une paire. Si l’on retrouve effectivement des bruits comparables à l’issue de cette opération, on laisse en revanche de côté tout un aspect systématique intrinsèque aux codeurs ADC. En effet, ces codeurs présentent un léger défaut rendant certaines valeurs plus probables que d’autres [122]. L’ajout d’un bruit artificiel et aléatoire a pour effet de lisser ces défauts. Néanmoins, comme pour une voie donnée cette procédure n’est réalisée que pour l’élément de la paire où elle est le moins bruitée, il est clair que l’autre élément conservera pour cette voie ces structures non-statistiques. Cela peut avoir de fâcheuses conséquences en termes de systématiques, et afin de les prévenir au mieux, on bruite de nouveau toutes les voies des deux éléments de la paire de façon identique, à un taux fixé à 0.15 pe/ns (faible par rapport au bruit de fond de ciel). Cette dernière valeur permet le meilleur compromis entre lissage des défauts de codage et maintien de piédestaux minimalement élargis (un élargissement trop important noierait les signaux de basse charge, et conduirait à une augmentation significative du seuil du détecteur).

8.4.2 Redéclenchement logiciel et majorité

Dans l’analyse utilisée avant 2002, on reproduisait les signaux des groupes de déclenchement en sommant les voies individuelles (voir § 8.2.2). On définissait une condition de majorité et de seuil en imposant une charge minimale de coïncidence. Cependant, l’estimation du seuil par groupe, réalisée au moyen d’une sommation des signaux individuels pour chaque groupe, avait une précision relativement limitée.

L’ajout de cartes ADC spécialement destinées à la digitisation des sommes analogiques servant au déclenchement a permis de remonter de façon beaucoup plus précise aux seuils réels de déclenchement des groupes (S_i , $1 \leq i \leq 6$). Compte tenu de ces seuils, on peut définir pour chaque événement j le niveau de déclenchement d’un groupe i selon :

$$R_{ij} = \frac{\mathcal{M}_{ij}}{S_i} ; \quad (8.5)$$

où \mathcal{M}_{ij} est l'amplitude maximale de la voie i pour l'événement j considéré. En pratique, on classe les R_{ij} dans l'ordre décroissant de leurs valeurs pour chaque événement j (classement effectué sur l'indice i). Ainsi, demander $R_{6j} > 1$ (respectivement R_{5j} et R_{4j}) revient à requérir une majorité de 6 groupes ayant déclenché (5 et 4 groupes) au seuil réel.

Afin d'éviter des migrations des événements de fond de ciel lors du On-Off, et pour s'affranchir d'éventuelles systématiques liées à la détermination des S_i , on impose en général une majorité de 5 groupes sur 6 ayant déclenché à un niveau de 10% au-dessus du seuil, soit : $R_{5j} \geq 1.1$. En effet, les S_i étant déterminés avant le bruitage artificiel des données, on peut aisément concevoir que des événements de type 4 puissent être conservés en requérant $R_{5j} > 1$. Nous omettrons l'indice j par la suite pour signifier qu'un même seuil et une même condition de majorité sont imposés à tous les événements.

8.4.3 Recherche de pics dans les voies individuelles : “fenêtres glissantes”

Dans l'analyse phase I, la recherche de pics se faisait en ajustant systématiquement la forme du photoélectron (équation 8.3) à la position attendue de l'événement dans les fenêtres de codage. Cette procédure est relativement longue et présente le risque d'ajuster de simples fluctuations de bruit de fond (et donc de les assimiler à des pics Čerenkov). Par ailleurs, présupposer ainsi de la forme de la charge déposée n'est pas forcément justifié. En effet, si une gerbe électromagnétique peut aisément être qualifiée par cette méthode du fait de l'étroitesse du front d'onde sphérique résultant, il n'en est pas de même pour les gerbes hadroniques, dont le front d'onde est plus étendu et chaotique. Cela suggère de fait que l'information contenue dans la charge déposée n'est pas totalement exploitée.

Philippe Bruel a mis au point une nouvelle méthode [122] basée sur la comparaison du signal collecté avec les piédestaux en charge. Le piédestal d'une fenêtre de codage peut être estimé à l'endroit où l'on est sûr de l'absence de signal Čerenkov, c'est-à-dire sur les 25 premiers échantillons (25 premières nanosecondes). Puisque l'on ne connaît pas a priori la largeur du signal déposé, il est nécessaire de définir des piédestaux en charge pour des intervalles d'échantillonnage de largeurs différentes. Le signal attendu pour des gamma ayant une largeur d'environ 5 ns, les piédestaux sont calculés pour des intervalles de largeurs w comprises entre 5 et 25 ns. Les histogrammes obtenus pour chaque largeur (environ 25000 événements pour une prise de données de 20 minutes) se trouvent bien ajustés par une loi gaussienne asymétrique. Ces histogrammes caractérisent la distribution de probabilité du bruit de fond de ciel (et du bruit électronique, ce dernier étant quasiment négligeable) associée à chaque intervalle.

Pour chaque événement, on fait glisser dans la fenêtre ADC une fenêtre de largeur donnée (entre 5 et 25 ns) pour laquelle on détermine la charge intégrale. Cette charge est ensuite comparée à l'histogramme de référence associé, et il est ainsi possible d'estimer la probabilité pour qu'elle soit de type “bruit de fond de ciel”. On trace enfin l'évolution de cette probabilité sur la durée de l'enregistrement d'un événement, et l'on recherche la position du minimum qui doit correspondre à la position du signal physique. On procède de façon identique pour chaque largeur comprise entre 5 et 25 ns, comme illustré sur la figure 8.2. On détermine ainsi la largeur associée à la probabilité minimale pour un événement d'être de type “bruit de fond de ciel”.

En résumé, chaque événement sera caractérisé par :

- sa probabilité minimale d’être de type bruit de fond de ciel $P_{i,min}$ (*i.e.* sa probabilité maximale d’être un signal physique) ;
- le temps d’arrivée associé dans la fenêtre de codage t_i ;
- la largeur associée w_i .

Une fois un dépôt de charge mis en évidence par la méthode précédente, le signal peut être ajusté autour de t_i . Pour des gerbes électromagnétiques, le signal attendu a une largeur assez étroite, de l’ordre de quelques nanosecondes. Par conséquent, l’ajustement ne sera effectué que pour des largeurs $w_i < 10\text{ns}$ (les largeurs plus importantes seront d’emblée considérées comme caractéristiques d’événements de type hadronique). Pour les événements ayant des largeurs plus étroites, on ajuste le signal avec la forme du photoélectron :

$$f(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < t_0 - \sigma_l \\ H(t - (t_0 - \sigma_l))/\sigma_l & \text{si } t_0 - \sigma_l \leq t < t_0 \\ H \exp(-(t - t_0)/\sigma_r) & \text{si } t \geq t_0 \end{cases} \quad (8.6)$$

où σ_l (respectivement σ_r) est la largeur à gauche (droite), et H l’amplitude du signal. L’ajustement est effectué dès lors que $P_{i,min} < 10^{-12}$. Les pics sont classifiés en fonction de leur amplitude, et ce pour toutes les voies et tous les événements le cas échéant. Pour ce qui concerne nos études, nous nous concentrerons sur l’existence ou non d’un signal dans les voies véto, information synthétisée dans la variable NbPicsVéto. Pour des gerbes électromagnétiques, on n’attend pas ou peu de signal dans le véto, et l’on requièrera en pratique que NbPicsVéto=0.

L’étude précise de la forme des pics non-véto fournit elle aussi de précieux renseignements sur les caractéristiques du signal collecté (pic de type gamma ou de type hadron), mais nous ne l’utiliserons pas ici. En effet, nous verrons ci-après que la discrimination entre hadrons et gamma s’avère efficace via une tout autre méthodologie.

8.4.4 Sommation des pics individuels : une nouvelle variable discriminante

De par son mode de pointé convergent à 11km d’altitude (plus 12 héliostats véto), CELESTE est essentiellement sensible à la lumière Čerenkov émise à 11km en direction de la source visée. C’est à cette altitude que les gerbes atmosphériques produites par des gamma sont au maximum de leur développement. On sait bien par ailleurs que les gerbes électromagnétiques sont beaucoup plus compactes que les gerbes hadroniques, et sont caractérisées en particulier par un front d’onde sphérique (gerbes de basse énergie). Nous verrons dans ce paragraphe comment il est possible d’exploiter ces deux caractéristiques en les combinant.

Rappelons d’abord qu’un travail basé sur l’étude des informations à la fois topologiques et temporelles avait déjà été mené par Roland Le Gallou au cours de sa thèse [119], et lui avait en particulier servi à extraire le signal gamma des données sur Markarian 421. Toutefois, ce dernier utilisait l’information provenant des voies individuelles pour reconstruire le point d’injection de la gerbe à 11 km (ajustement d’une sphère sur l’information temporelle issue de la localisation des pics dans les fenêtres ADC), avant de procéder à la somma-

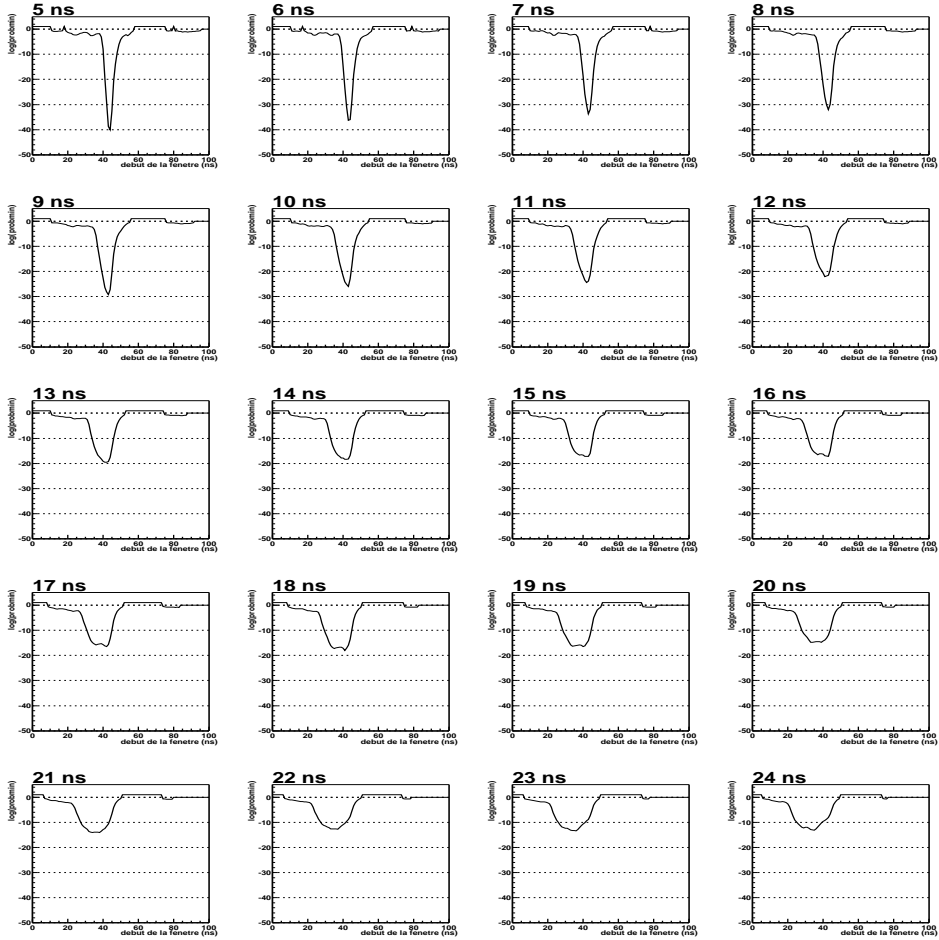


FIG. 8.2 – Distributions pour chaque largeur w_i des probabilités minimales ($-\log(\text{probmin})$) permettant la recherche des pics Čerenkov. Figure extraite de [116].

tion des pics individuels mis en temps sur cette position ¹. Aussi cette méthode était-elle limitée du fait d’une estimation peu précise du point d’injection pour les événements de basse charge ². La méthode présentée ici usera des mêmes arguments phénoménologiques, mais tirera profit d’une information temporelle plus précise basée sur la sommation des signaux électroniques individuels.

Cette méthode repose principalement sur le fait que les gerbes électromagnétiques de basse énergie ont des fronts d’onde Čerenkov sphériques. Afin d’exploiter au mieux cette propriété, l’idée mise en œuvre est la suivante : il s’agit dans un premier temps de synchroniser les signaux recueillis dans chaque voie non veto dans un plan perpendiculaire à la ligne de visée, et situé à 11km d’altitude. Ce plan est de taille finie (\simeq champ de vue de CELESTE, soit un disque de 200 m de rayon), centré autour de la ligne de visée, et quadrillé de façon à effectuer une mise en temps des signaux dans chaque élément de surface. Pour synchroniser les voies dans un plan situé à 11km d’altitude, il suffit d’appliquer un décalage temporel d’une voie à l’autre lié à la différence de parcours d’un

¹Le signal était ensuite caractérisé par sa largeur : les largeurs étroites qualifiaient les événements gamma.

²Les pics individuels sont peu nombreux à basse charge, car noyés dans le bruit de fond, et l’information temporelle peu précise : l’ajustement d’une sphère en pâtit inéluctablement.

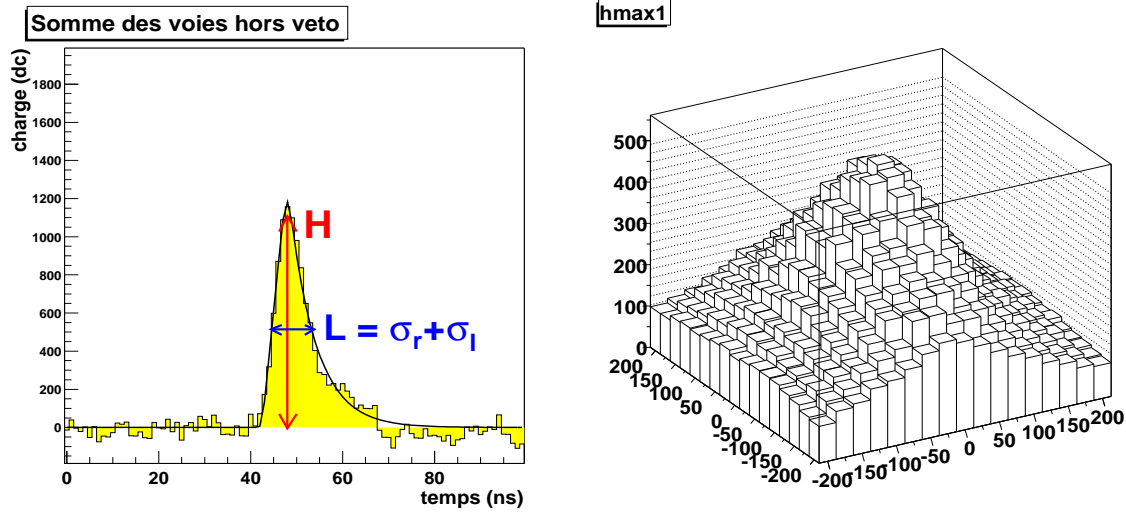


FIG. 8.3 – *Reconstruction du pic somme et extraction du signal gamma. À gauche : pic obtenu après mise en temps et sommation des voies individuelles. À droite : recherche de l’amplitude maximale dans le plan à 11 km. Figure extraite de [116].*

photon émis en un point à 11km et vu par des observateurs situés à des positions au sol différentes (les héliostats). Cette opération est répétée pour chaque élément de surface du plan. Il est ainsi possible de déterminer la quantité de lumière provenant de chaque élément de surface en sommant sur les signaux de toutes les voies après synchronisation. Intuitivement, il est vraisemblable que le signal sommé obtenu aura non seulement une amplitude maximale pour une mise en temps correspondant à la zone où la gerbe est effectivement passée (le nombre de photons émis y est maximal), mais sa largeur y sera aussi minimale pour un gamma (gerbe compacte et front d’onde sphérique : les photons proviennent tous du même point). Le maximum de l’amplitude indique donc la position du point d’injection à 11km, alors que la largeur correspondante renseigne davantage sur la nature du primaire. Ceci a été corroboré par la simulation [116].

Le signal somme obtenu sera ajusté par la forme du photoélectron 8.6. On pourra mieux caractériser sa forme en définissant la variable :

$$H_c \equiv \frac{H}{2\sigma_l + \sigma_r} ; \quad (8.7)$$

voir l’équation 8.6 pour le sens des variables ; le facteur 2 étant une pondération servant à mettre en relief le temps de montée du signal électronique. H_c aura une valeur d’autant plus importante qu’il sera déterminé au maximum de développement de la gerbe.

Cette variable H_c est calculée pour chaque élément de surface du plan à 11km, et l’on détermine finalement la position du maximum de la gerbe en ajustant la distribution obtenue par des lorentziennes (axes O_x et O_y). Pour une comparaison gerbe à gerbe, une normalisation est effectuée en prenant une valeur de H_c sur l’extrémité du disque de référence (à 200m). Finalement, une gerbe sera décrite par la variable discriminante :

$$\xi \equiv \max \left(\frac{H_{c,200m}}{H_{c,max}} \right). \quad (8.8)$$

La procédure permettant la reconstruction de ξ se trouve illustrée sur la figure 8.3. En pratique, on appliquera la coupure $\xi < 0.45$ pour qualifier le signal gamma.

8.5 Résultats phase II

La nouvelle méthodologie développée entre 2000 et 2004 a permis de doubler la sensibilité de CELESTE (environ $5.5\sigma/\sqrt{\text{hr}}$ sur la nébuleuse du Crabe). Ce remarquable résultat est entériné par la détection du Crabe et du blazar Markarian 421 avec la nouvelle configuration de CELESTE [116].

Chapitre 9.

De l'estimation de l'énergie à l'analyse spectrale

La reconstruction des spectres en énergie est cruciale pour la détection indirecte de matière noire supersymétrique. Après avoir exposé les principes de l'estimation de l'énergie des gamma primaires dans CELESTE, nous proposerons deux méthodes de reconstruction spectrale : la première permettant de déterminer l'indice spectral moyen dans un intervalle d'énergie large, et la seconde ayant pour but l'étude plus fine de la forme spectrale. Il faut préciser en préambule que ces méthodes sont approximatives et ont été proposées pour tenter de discerner la conséquence d'effets systématiques liés d'une part à l'estimation de l'énergie et d'autre part à l'estimation de l'acceptance du détecteur. La possibilité d'analyse spectrale résultante sera certes rudimentaire, mais malgré tout intéressante d'un point de vue astrophysique.

Nous résumerons dans un premier temps la manière dont l'énergie des gamma primaires peut être estimée dans CELESTE, avant d'exposer les méthodes de reconstruction de spectres développées dans le corpus de cette thèse. Sauf mention contraire, la discussion sur l'estimation de l'énergie se fera dans le cadre de l'étude de simulations de gamma au transit du Crabe. L'analyse spectrale portera quant à elle sur des observations de la nébuleuse du Crabe et du blazar Markarian 421 antérieures à 2001 (modes de pointé simple à 11 km et double à 11-25 km) ; c'est donc la méthode d'extraction du signal de la phase I (*cf.* § 8.2) qui sera utilisée pour cette étude.

9.1 Charge collectée comme estimateur de l'énergie

La première estimation de l'énergie effectuée dans CELESTE fut définie par Mathieu de Naurois [115]. Elle était basée sur une relation simple entre la charge collectée par héliostat et l'énergie du primaire. La perte de charge à grands pieds de gerbe fut elle aussi évaluée, mais seulement au moyen du pied de gerbe vrai donné par la simulation. Frédéric Piron a approfondi l'étude en considérant le pied de gerbe reconstruit, et en proposant une nouvelle approche. La méthode résultante de reconstruction de l'énergie suit deux étapes principales :

- établir une relation simple entre charge et énergie là où la statistique est la plus importante, c'est-à-dire pour des pieds de gerbes autour de 50 m ;

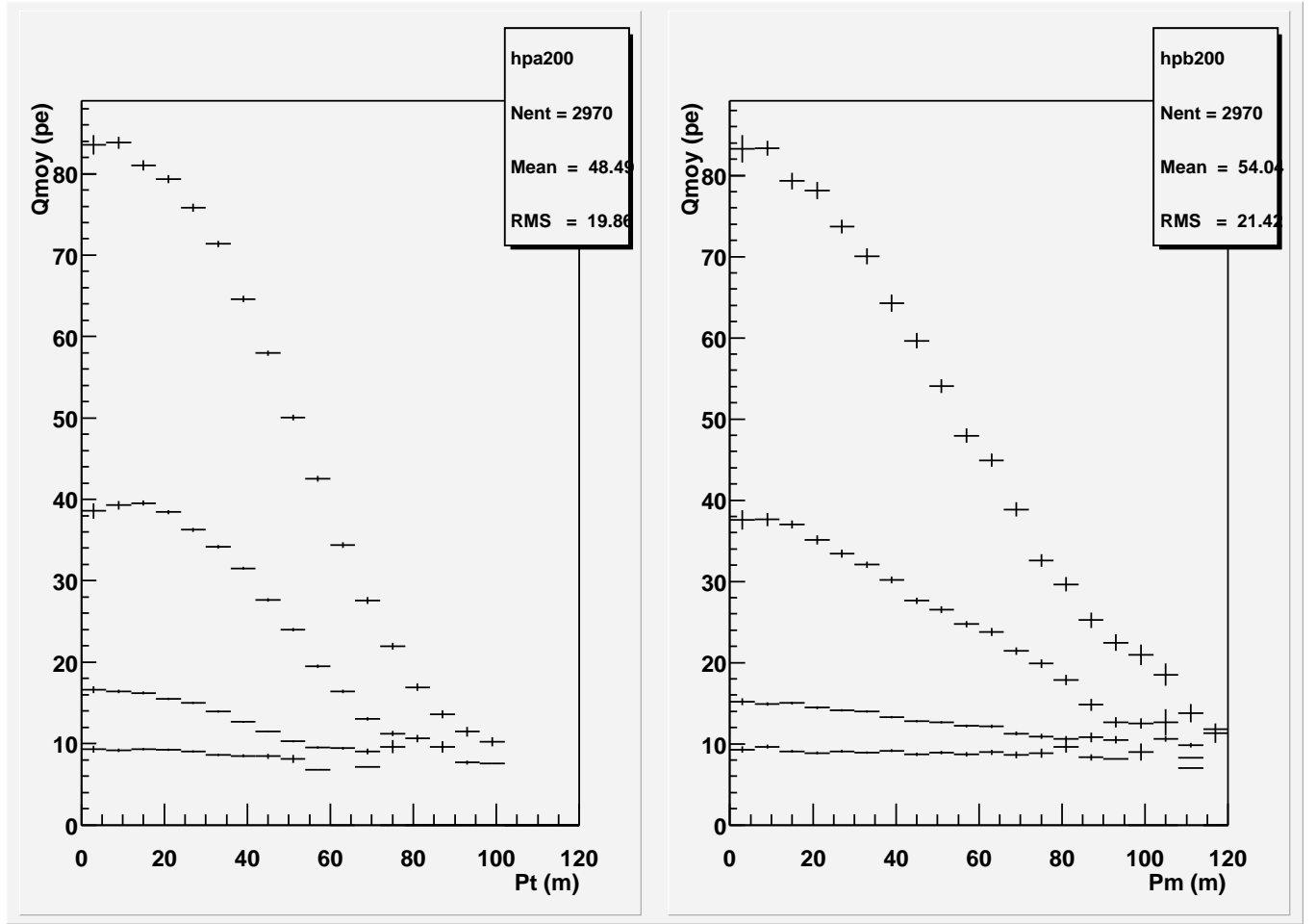


FIG. 9.1 – Profil de la charge collectée (ordonnée) en fonction du pied de gerbe vrai (à gauche) ou reconstruit (à droite), pour différentes énergies (200, 100, 50 et 30 GeV de haut en bas).

– prendre en compte l’effet intrinsèque de perte de lumière en fonction du pied de gerbe mesuré P_m .

La dépendance de la charge en pied de gerbe et en énergie est présentée sur la figure 9.1.

Dans un premier temps, des principes physiques simples peuvent permettre de donner un sens physique à la forme paramétrique d’un estimateur de l’énergie. Les gerbes atmosphériques sont d’autant plus fournies en particules secondaires que les particules primaires sont énergétiques. La charge collectée est essentiellement proportionnelle à la quantité de paires e^\pm observées. Pour des gerbes électromagnétiques, leur nombre moyen est donné par la formule de Greisen :

$$\bar{N}_e = \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp [t(1 - 1.5 \log(s))], \quad (9.1)$$

où $y = \log(E_t/E_c)$ ($E_c = 83\text{MeV}$ est l’énergie critique de rayonnement Čerenkov des e^\pm dans l’air), $t = X/X_0$ est la profondeur traversée en unité de longueur de radiation ($X_0 = 36.7\text{g.cm}^{-2}$) et $s = 3t/(t + 2y)$ est “l’âge” de la gerbe.

Pour un pointé convergent à 11km, t est une constante, et si l'on ne garde que les termes proportionnels à l'énergie E_t , alors la charge moyenne collectée Q_{moy} peut s'exprimer selon :

$$Q_{\text{moy}} \propto \frac{1}{\sqrt{y}} \exp[-1.5t \log(s)] \quad (9.2)$$

En absorbant les variables indépendantes de l'énergie dans des paramètres libres, l'ajustement de la forme logarithmique correspondante suggère que l'on peut s'affranchir du terme en \sqrt{y} , et l'on obtient alors pour des pieds de gerbe $P_m \in [45 - 55]$ m l'approximation :

$$\log(Q_{\text{moy}}) \simeq a + b \log\left(\frac{1}{3} + \frac{y}{b}\right) \quad (9.3)$$

Cependant, cette formulation est fortement biaisée à basse énergie du fait que les conditions de déclenchement favorisent davantage les fluctuations positives en charge. On a donc recours à une modélisation plus empirique justifiée par les seuls arguments de bon ajustement :

$$\log(Q_{\text{moy}}) \simeq p_1 + p_2 \log(E_t) \quad (9.4)$$

En inversant cette dernière équation, on obtient un estimateur de l'énergie pour des pieds de gerbe mesurés autour de 50 m :

$$E_m^{50} = \alpha_1 Q_{\text{moy}}^{\alpha_2} \quad (9.5)$$

Il faut désormais prendre en compte la dépendance en pied de gerbe, ce qui caractérise la seconde étape du processus. Si l'on se restreint à un intervalle $P_m \in [20 - 80]$ m, choix justifié par le fait que la statistique y est dominante, alors l'ajustement par une droite se révèle adéquat, soit :

$$\frac{E_m^{50}}{E_t} = 1 + p_3(P_m - 50). \quad (9.6)$$

p_3 dépend de manière simple de l'énergie selon $p_3 = \alpha_3/E_t + \alpha_4$, et les deux équations 9.5 et 9.6 donnent finalement l'énergie reconstruite :

$$E_m = \frac{\alpha_1 Q_{\text{moy}}^{\alpha_2} - \alpha_3(P_m - 50)}{1 + \alpha_4(P_m - 50)} \quad (9.7)$$

Il existe un biais à basse énergie (en-deçà de 50 GeV), et la résolution obtenue par ajustement d'une gaussienne, valant environ 20%, dépend de l'énergie. Ceci est illustré sur la figure 9.2. Cette méthode est valide dans les coupures d'analyse standard de la phase I, c'est-à-dire :

- déclenchement logiciel : $NbPics[25dc] \geq 10$ et $Majorité[25dc] \geq 4$;
- rejet hadronique : $\sigma_{\text{grp}} < 0.30$ et $\theta < 0.005$.

Par ailleurs, l'ajout d'une sélection en pied de gerbe selon $P_m \in [20 - 80]$ m ne réduit que très peu les échantillons passant les coupures d'analyse ($\leq 20\%$), cette réduction étant globalement indépendante de l'énergie.

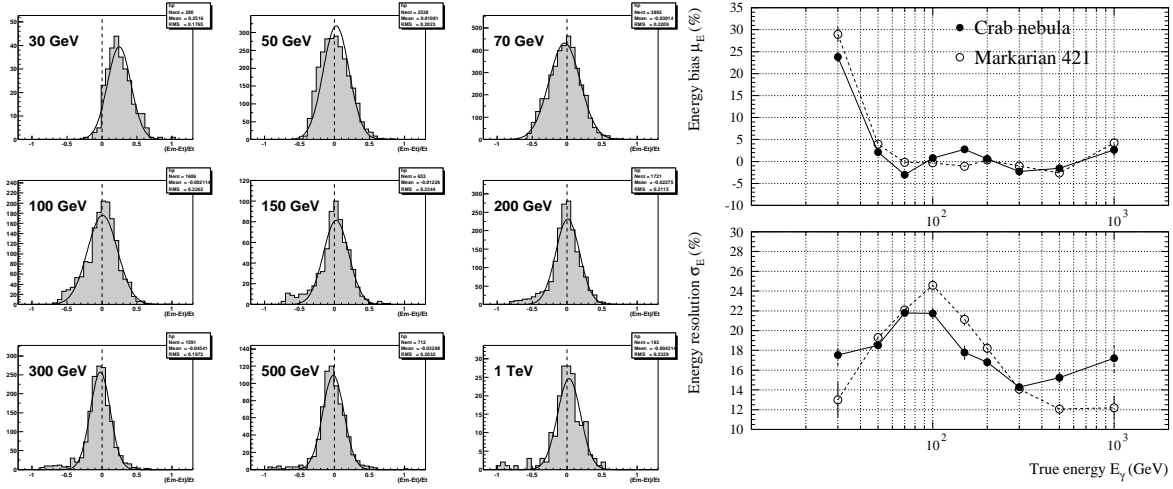


FIG. 9.2 – À gauche : distributions de $(E_m/E_t - 1)$ pour des simulations de gamma d'énergies fixes au transit du Crabe. À droite : résumé des biais μ_E (en haut) et des résolutions σ_E (en bas) obtenus après ajustements gaussiens des distributions de $(E_m/E_t - 1)$, en fonction de l'énergie vraie E_t pour des simulations au transit du Crabe et de Markarian 421.

9.2 Énergie moyenne et indice spectral

Les résultats obtenus sur l'estimation de l'énergie conduisent assez naturellement à une tentative d'analyse spectrale, étude qui n'a jamais fait ses preuves auparavant dans une expérience de type échantillonneur. Dans la plupart des expériences de hautes énergies, la reconstruction des spectres se fait généralement au moyen d'une méthode de maximum de vraisemblance tenant compte de l'ensemble de la réponse du détecteur (acceptance et résolution couplées). Ce type d'analyse est rendu possible par une connaissance assez précise de la réponse du détecteur, est basé sur des méthodes statistiques robustes et donne aussi de très bons résultats en astronomie gamma [123]. Au moment où nous nous sommes intéressés à la reconstruction spectrale dans CELESTE, la caractérisation du détecteur était relativement peu précise. Par conséquent, notre choix s'est porté sur une analyse plus approximative permettant d'estimer plus clairement la conséquence d'effets systématiques. Aussi nous adopterons ici une méthode dont le principe repose essentiellement sur une dissociation des effets de résolution et des effets d'acceptance, et qui a déjà été appliquée en physique des particules pour l'estimation des durées de vie [124].

9.2.1 Maximum de vraisemblance pour l'estimation de l'énergie moyenne vraie

Soit $l(E_m^i)$ la fonction de densité de probabilité de mesurer l'énergie E_m^i pour un événement i :

$$l(E_m^i) = \int_0^\infty dE_t \left[\frac{dP}{dE_t} \right]_{\text{coupures}} \Upsilon(E_t \rightarrow E_m^i). \quad (9.8)$$

Identifions les quantités intervenant dans cette expression :

- $\left[\frac{dP}{dE_t}\right]_{\text{coupures}}$ représente la distribution normalisée des événements d'énergie E_t dans les coupures d'analyse (forme spectrale normalisée après convolution avec une surface effective);
- $\Upsilon(E_t \rightarrow E_m^i)$ est la fonction de résolution en énergie.

Nous verrons dans la prochaine section que la distribution en énergie $\left[\frac{dP}{dE_t}\right]_{\text{coupures}}$ suit une loi exponentielle. On a vu par ailleurs dans la section précédente que les fonctions de résolution associées aux énergies fixes étaient gaussiennes. Aussi peut-on poser deux hypothèses essentielles :

- $\left[\frac{dP}{dE_t}\right]_{\text{coupures}} \propto \exp(-E_t/x_0)$;
- $\Upsilon(E_t \rightarrow E_m^i) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{(E_m^i - E_t)^2}{2\sigma_i^2}\right)$.

En posant $x_i = E_m^i$ et $x' = E_t$, la fonction de densité de probabilité peut donc s'écrire :

$$l(E_m^i) = f(x_i|x_0, \sigma_i) = \int_0^\infty dx' \frac{1}{x_0} \exp\left(-\frac{x'}{x_0}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{(x_i - x')^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (9.9)$$

L'intégrale peut être calculée analytiquement, et l'on obtient finalement :

$$f(x_i|x_0, \sigma_i) = \frac{1}{2x_0} \exp\left(\frac{\sigma_i^2}{2x_0^2}\right) \exp\left(-\frac{x_i}{x_0}\right) \operatorname{erfc}(Q) \quad (9.10)$$

avec :

$$Q = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sigma_i}{x_0} - \frac{x_i}{\sigma_i}\right) \text{ et } \operatorname{erfc}(Q) = 1 - \operatorname{erf}(Q) \quad (9.11)$$

Pour le cas idéal d'une intégration de 0 à l'infini, l'énergie moyenne associée à la distribution 9.10 (*i.e.* le premier moment) vaut $E_t^{\text{moy}} = x_0$. Il est aussi montré dans [124] que cette propriété reste valide dans le cas d'un intervalle en énergie vraie fini. Aussi, en nous restreignant ici à l'intervalle $E_t^{\text{min}} = 10$ GeV $E_t^{\text{max}} = 1000$ GeV, nous pouvons définir un estimateur d'énergie moyenne vraie \tilde{E}_t^{moy} comme le x_0 qui minimise la fonction suivante :

$$-\log \mathcal{L}(x_0) = -\sum_{i=1}^N \log f(x_i|x_0, \sigma_i, E_t^{\text{min}}, E_t^{\text{max}}) \quad (9.12)$$

où N représente le nombre total d'événements utilisés.

Nous avons testé cette méthode sur une simulation de 1000 gamma (spectre en E^{-2} à l'élévation du Crabe). La fonction de vraisemblance est maximale pour une énergie moyenne vraie estimée à $\tilde{E}_t^{\text{moy}} = 137.0_{-3.5}^{+3.5 \text{ stat}}$ GeV, à comparer avec l'énergie moyenne vraie $E_t^{\text{moy}} = 139.2$ GeV. L'erreur systématique de 1.5% est clairement négligeable par rapport à l'erreur statistique. En appliquant la même méthode à un lot de données Crabe de 1273 pseudo-événements¹ issus de la soustraction On-Off (*cf.* § 8.1.1), nous obtenons un minimum à $\tilde{E}_t^{\text{moy}} = 139.2_{-3.5}^{+4.0 \text{ stat}}$.

Afin d'établir plus précisément l'origine et l'influence de systématiques, nous avons procédé à plusieurs tests. D'une part, une variation de la borne inférieure E_{min} de

¹On parle de pseudo-événements dans le sens où ils résultent d'une soustraction d'événements réels On-Off.

	$E_t^{\min} = 0 \text{ GeV}$	$E_t^{\min} = 10 \text{ GeV}$	$E_t^{\min} = 20 \text{ GeV}$
Monte-Carlo	139.2/133.5 $^{+4.0}_{-3.5}$	139.2/137.0 $^{+3.5}_{-3.5}$	139.2/139.1 $^{+4.0}_{-3.5}$
Données Crabe	-/-	- /139.5 $^{+4.0}_{-3.5}$	-/145.0 $^{+4.0}_{-3.5}$

TAB. 9.1 – Valeurs de $E_t^{\text{moy}}/\tilde{E}_t^{\text{moy}}$ pour différentes valeurs de la borne inférieure d'intégration E_{\min} . Les erreurs sont statistiques.

la fonction de vraisemblance a été appliquée, dont la conséquence est, dans le cas le plus défavorable, un écart de 3.5% (cf. tableau 9.1). D'autre part, nous avons étudié l'influence de la résolution en énergie σ_E , ainsi que celle d'une constante de calibration globale λ appliquée à l'estimateur d'énergie. À résolution fixée, on observe des écarts de $\pm 10\%$ quand λ varie de 0.8 à 1.2 (par rapport à la valeur centrale $\lambda = 1$). De même, à constante de calibration fixée, les écarts observés sont de $\pm 10\%$ quand σ_E varie de 0.2 à 0.4 (par rapport à $\sigma_E = 0.3$). Globalement, les effets sont plus importants sur les données que sur le Monte-Carlo, et suggèrent des défauts inhérents à la fois aux simulations et aux estimateurs utilisés. Cette étude des effets systématiques se trouve illustrée sur les figures 9.4 et 9.5.

On peut souligner à ce stade que l'incertitude dominante est l'échelle absolue en énergie. Aussi les écarts constatés entre simulations et données peuvent-ils se comprendre dans ce sens. Les résultats obtenus sont toutefois convenables si l'on se réfère aux seules simulations. Nous montrerons dans la prochaine partie comment utiliser l'estimation de l'énergie dans le cadre d'une reconstruction spectrale.

9.2.2 Reconstruction de l'indice spectral différentiel

Pour des spectres astrophysiques classiques en loi de puissance, l'indice spectral est corrélé à l'énergie moyenne vraie. En effet, en considérant une distribution en loi de puissance d'indice spectral différentiel β , l'énergie moyenne vraie dans un intervalle $\Delta E = E_{\max} - E_{\min}$ s'écrit, après déclenchement et coupures d'analyse :

$$E_t^{\text{moy}} = K \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E^{1-\beta} \mathcal{A}(E) dE = g(\beta, E_{\min}, E_{\max}) \quad (9.13)$$

où $\mathcal{A}(E)$ est l'acceptance du détecteur et K est une normalisation définie selon :

$$K \equiv \left[\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E^{-\beta} \mathcal{A}(E) dE \right]^{-1} \quad (9.14)$$

On peut modéliser l'acceptance en utilisant la distribution d'énergie vraie après passage dans le détecteur d'un spectre simulé d'indice $\beta = 2$, et en faisant dans un premier temps l'hypothèse que cette distribution est peu sensible à l'indice spectral. On obtient alors :

$$\mathcal{A}(E) = \left[\frac{dN}{dE_t} \right]_{\text{coupures}} E^\beta, \quad (9.15)$$

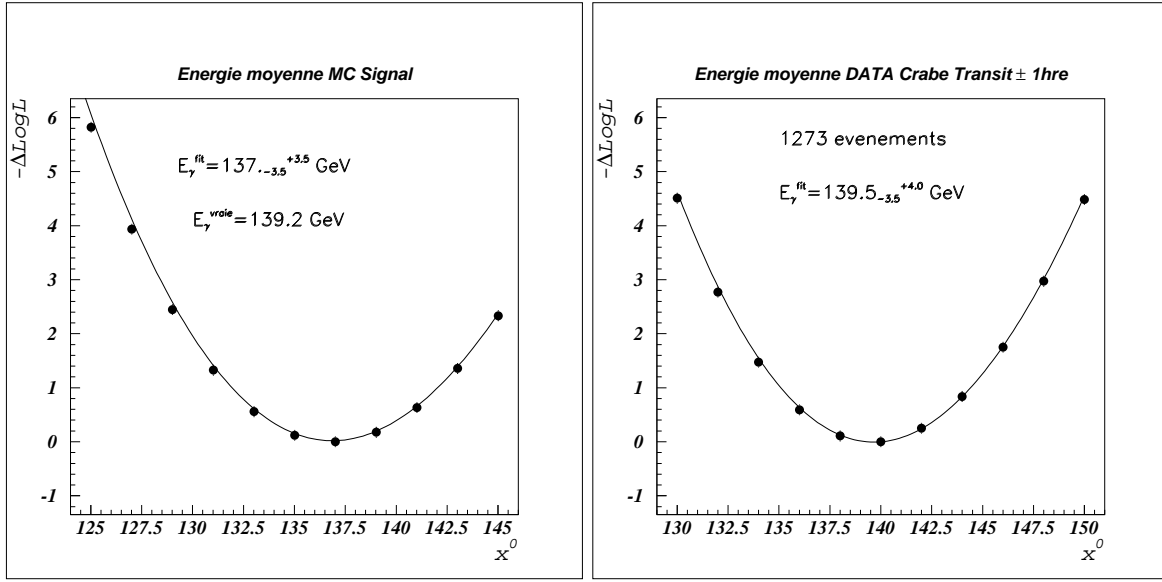


FIG. 9.3 – Méthode de maximum de vraisemblance pour la détermination de l'énergie moyenne vraie : cette énergie correspond au minimum des courbes présentées ci-dessus (simulation de 1000 gamma tirés sur un spectre en E^{-2} dans l'intervalle 10-3000 GeV au transit du Crabe à gauche, pour 1273 pseudo-événements issus de la soustraction On-Off des données du Crabe 1999-2000 à droite).

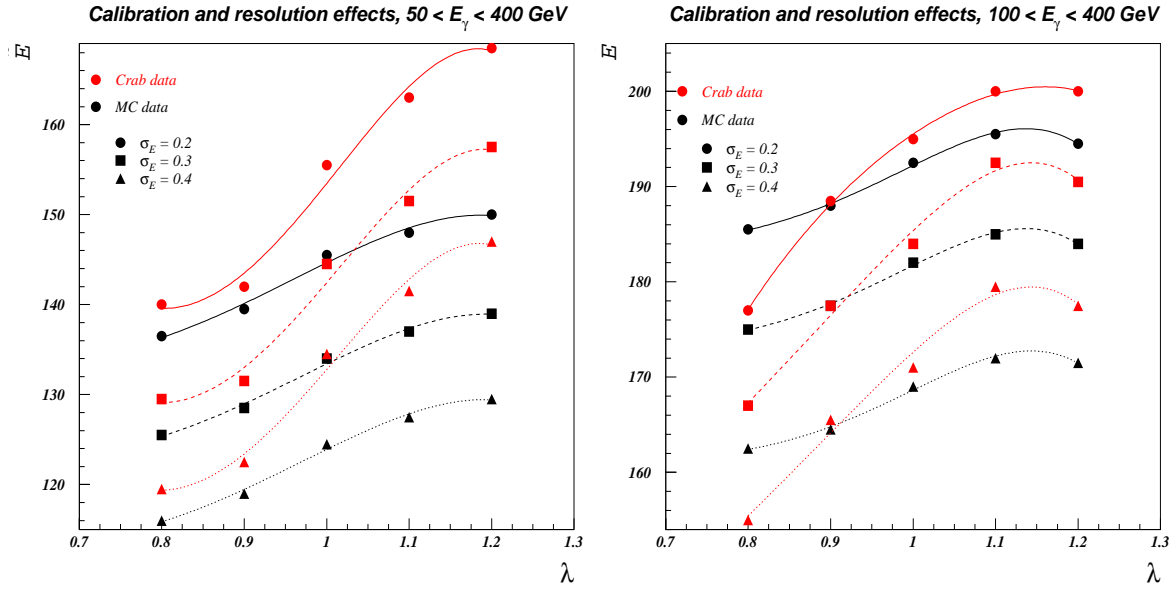


FIG. 9.4 – Influence d'une constante de calibration appliquée à l'énergie mesurée sur la reconstruction de l'énergie moyenne vraie ; pour 2 intervalles d'énergie différents. Ces résultats mettent en évidence un écart entre l'effet sur le Monte-Carlo et l'effet sur les données. On remarque que l'écart entre Monte-Carlo et données est plus marqué lorsque l'on inclut les événements d'énergie plus basse que 100 GeV.

avec :

$$\left[\frac{dN}{dE_t} \right]_{\text{coupures}} = c1 + c2 \exp(-\alpha_t E_t) ; \quad (9.16)$$

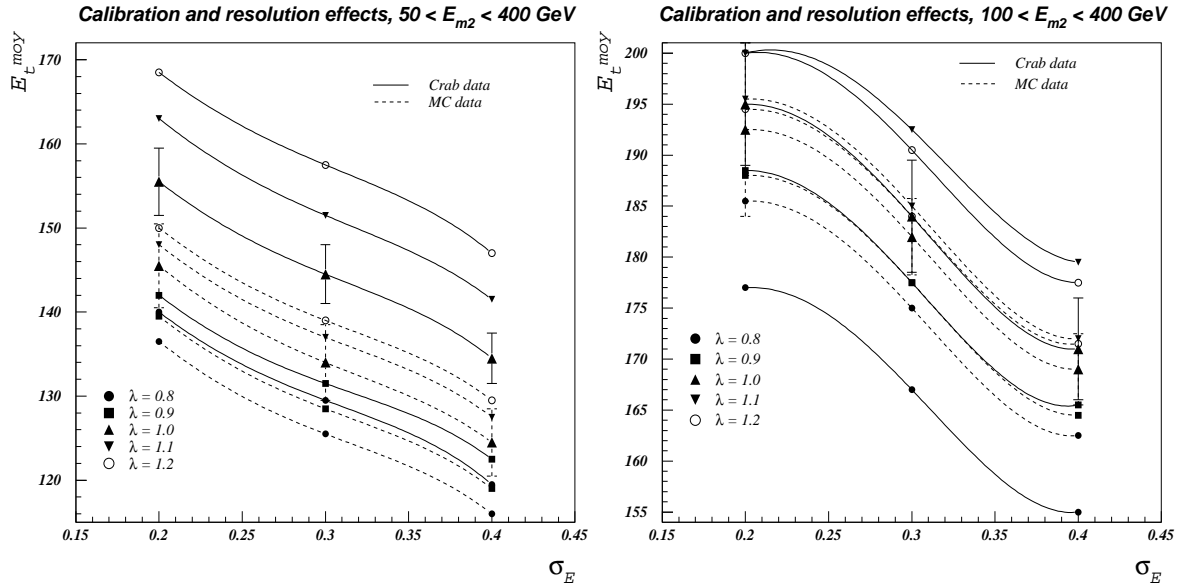


FIG. 9.5 – Influence de la résolution en énergie sur la reconstruction de l'énergie moyenne vraie ; pour 2 intervalles d'énergie différents.

où les paramètres $c1$, $c2$ et α_t sont issus d'un ajustement. Le paramètre essentiel est α_t , car guidant l'exponentielle. La valeur obtenue pour ce dernier est $\alpha_t = 0.0135 \pm 0.0014$ pour le Monte-Carlo (voir figure 9.6).

Cette méthode simple a été testée au moyen d'un “toy - Monte-Carlo” selon l'algorithme :

- 1 Tirage aléatoire d'événements gamma sur une distribution en loi de puissance d'indice différentiel β .
- 2 Pondération par l'acceptance $\mathcal{A}(E)$ définie plus haut événement par événement.
- 3 Détermination de l'énergie moyenne dans l'intervalle fixé.
- 4 Boucle sur un intervalle discret d'indices spectraux afin d'établir une loi heuristique selon $\beta = f(\tilde{E}_t^{\text{moy}})$.
- 5 Recherche de l'indice spectral correspondant à l'énergie moyenne vraie estimée.

Afin de cibler notre étude sur l'intervalle en énergie mesurée où la statistique issue des données réelles est la plus importante, nous nous sommes restreints à l'intervalle $E_m \in [50; 400\text{GeV}]$.

La loi $\beta = f(\tilde{E}_t^{\text{moy}})$ ainsi obtenue a été tracée, et l'indice spectral correspondant à l'énergie moyenne vraie estimée par la méthode de vraisemblance exposée dans la partie précédente a été déterminé. La procédure de cette estimation se trouve illustrée sur la figure 9.8. Les résultats numériques sont présentés dans le tableau 9.2. Les erreurs statistiques proviennent de la variation du paramètre α_t selon $\alpha_t \pm 1\sigma$, les erreurs systématiques de l'estimation de l'énergie moyenne vraie (*cf.* partie précédente).

Cette méthode est peu sensible aux effets de migration, et constitue un bon indicateur de ce que peut être l'indice spectral associé à une distribution en loi de puissance. Toutefois, la statistique importante d'événements On-Off issus des données d'observations du

	β	stat	syst
Monte-Carlo	2.00	(+0.20) (-0.15)	(+0.40) (-0.30)
Données Crabe	1.95	(+0.20) (-0.15)	(+0.30) (-0.60)

TAB. 9.2 – Résultats de l'estimation de l'indice spectral moyen par "toy - Monte-Carlo", pour la simulation d'un spectre en E^{-2} et pour les données du Crabe. Voir le texte pour l'origine des erreurs.

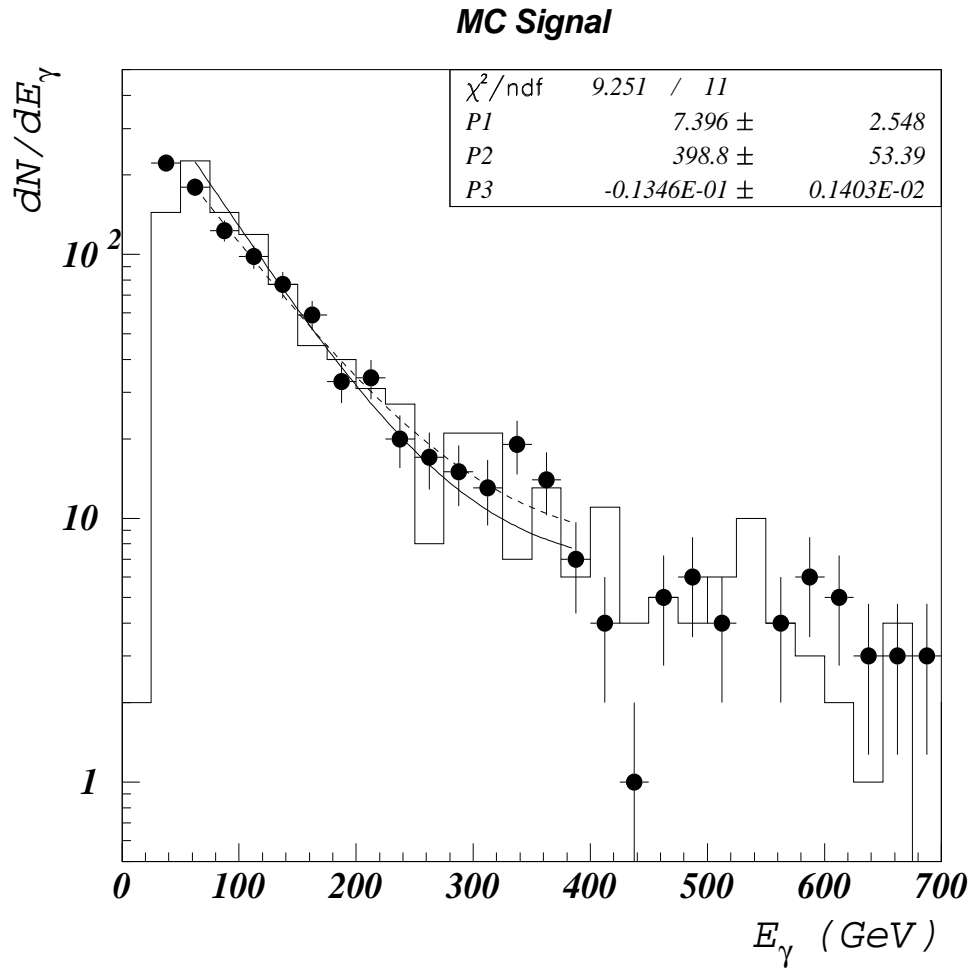


FIG. 9.6 – Distributions de l'énergie mesurée (symboles noirs) et de l'énergie vraie (trait plein) pour une simulation d'un spectre en E^{-2} au transit du Crabe. L'encart montre le résultat d'un ajustement de l'énergie vraie selon la fonction de l'équation 9.16.

Crabe et de Markarian 421 nous a encouragés à étudier une méthode de reconstruction du spectre lui-même. C'est l'objet de la prochaine partie.

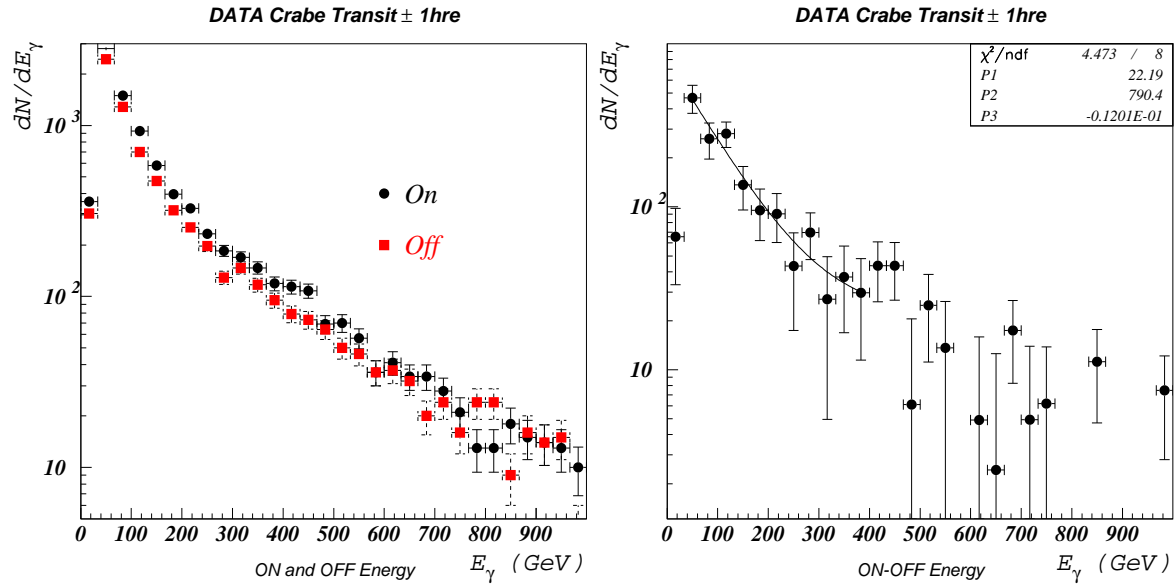


FIG. 9.7 – Distribution de l'énergie mesurée pour les données du Crabe 1999-2000 : distributions à gauche pour le On et le Off, à droite, pour le signal On-Off (pseudo-événements).

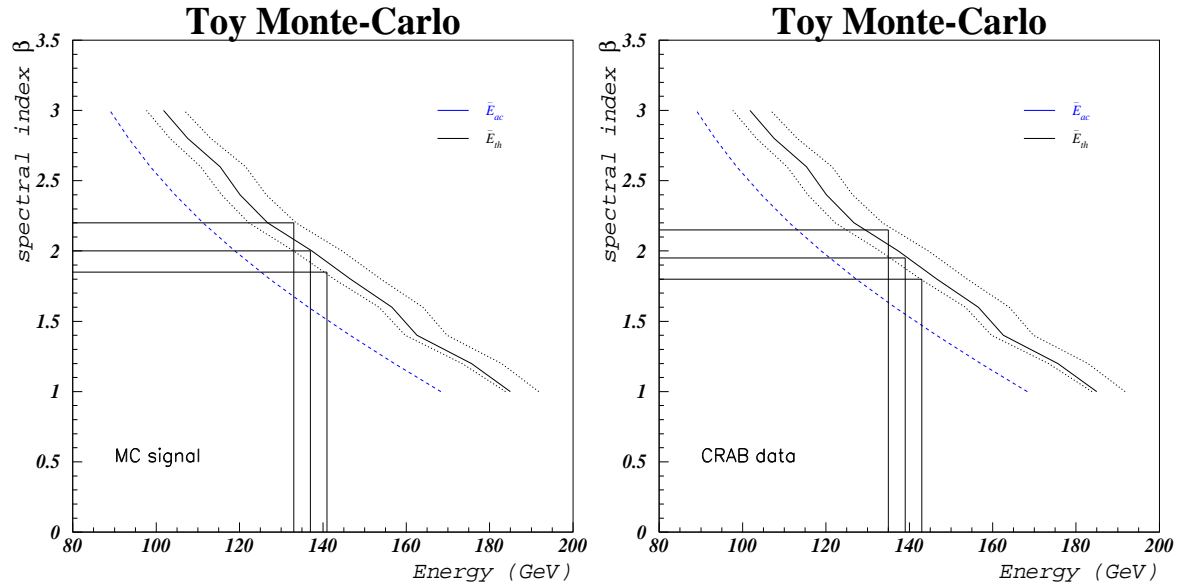


FIG. 9.8 – Résultats de la reconstruction de l'indice spectral différentiel β , pour le Monte-Carlo (gauche) et les données du Crabe (droite). Pour chaque cadre, la courbe en trait plein noir représente l'évolution de l'indice spectral avec l'énergie moyenne vraie, les courbes tiretées au-dessus et en-dessous représentent une variation du paramètre α selon $\alpha \pm 1\sigma$; la courbe tiretée bleue montre l'évolution de l'indice spectral pour une distribution en E^{-2} non pondérée par un facteur d'acceptance. Grâce à ces courbes, on peut déterminer l'indice spectral dès lors que l'on a estimé l'énergie moyenne vraie.

9.3 Reconstruction différentielle du spectre

9.3.1 Méthode

La méthode que nous décrivons ici consiste en une reconstruction de l'énergie moyenne vraie intervalle par intervalle. En voici la philosophie générale : on estime l'énergie

Spectrum reconstruction from MC data

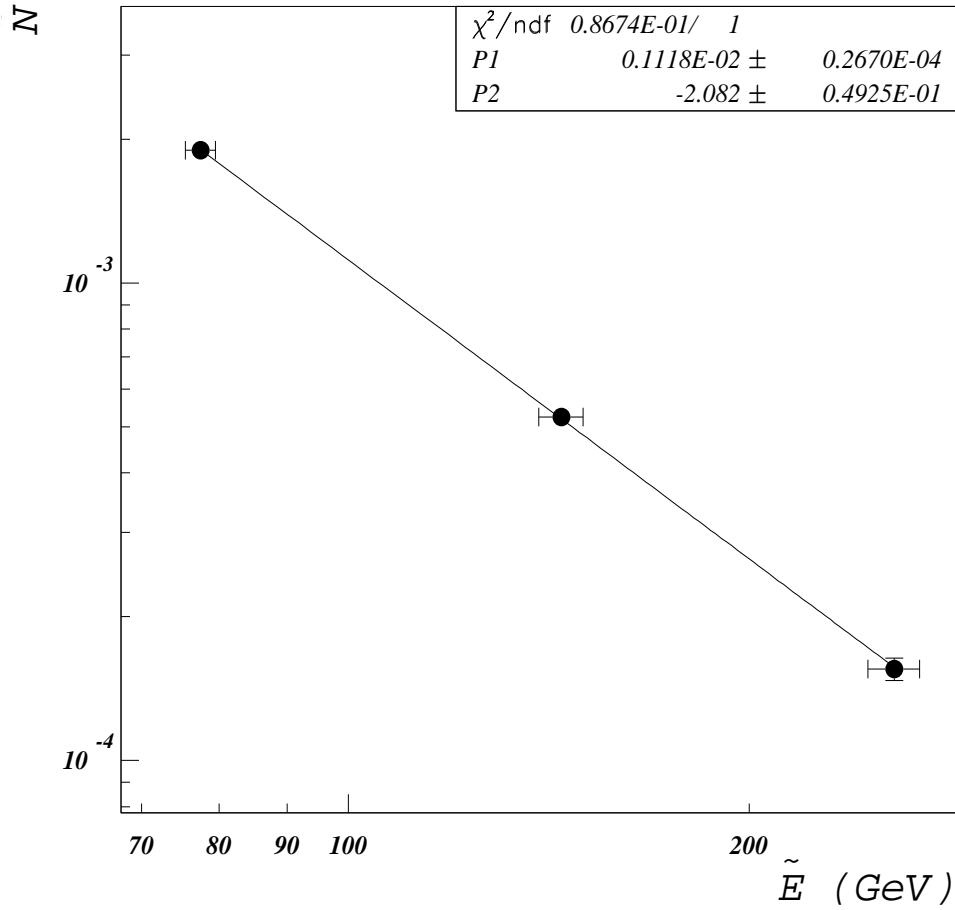


FIG. 9.9 – Résultat de la reconstruction spectrale d’une simulation de gamma d’indice spectral différentiel $\beta = 2$. En encart se trouvent les paramètres d’un ajustement selon une loi de puissance.

moyenne vraie dans des intervalles d’énergie fixés, à laquelle on associe un nombre d’événements corrigé des facteurs d’acceptance ; en considérant l’ensemble des intervalles, il est ainsi possible de reconstruire une forme spectrale donnant à la fois le flux absolu et l’indice spectral par ajustement d’une loi de puissance. En effet, dans des intervalles d’énergie suffisamment grands par rapport à la résolution en énergie, et en négligeant les effets de migration, le flux reconstruit à l’énergie moyenne du $i^{\text{ème}}$ intervalle en énergie est donné par l’expression :

$$\phi(\tilde{E}_{t,i}^{\text{moy}}) \simeq \frac{N_{\gamma,\text{détectés}}^i}{T_{\text{obs}}\Delta_i < \mathcal{A}_i >} \quad (\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}) \quad (9.17)$$

où :

- $\tilde{E}_{t,i}^{\text{moy}}$ est l’énergie moyenne vraie estimée dans l’intervalle i par la méthode de maximum de vraisemblance exposée au § 9.2.1 (en GeV) ;
- $N_{\gamma,\text{détectés}}^i$ est le nombre d’événements On-Off de l’intervalle i conservés après application des coupures d’analyse ;
- T_{obs} est la durée totale d’exposition (en s) ;
- $\Delta_i = E_{\text{max},i} - E_{\text{min},i}$ est la largeur de l’intervalle i (en GeV) ;

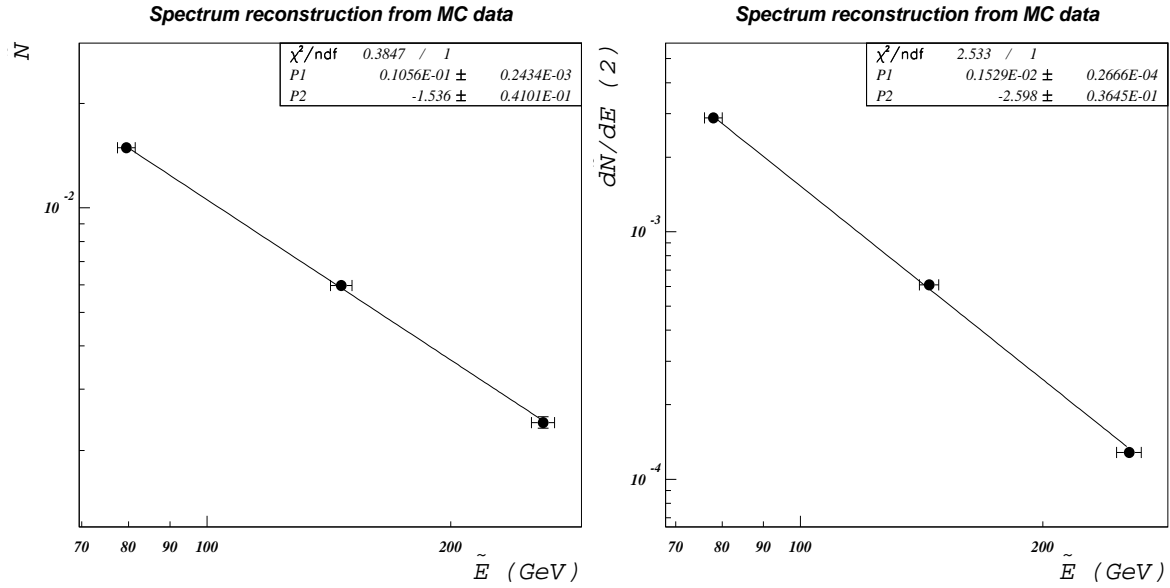


FIG. 9.10 – Résultats de la reconstruction spectrale de simulations d'indices respectifs $\beta = 1.5$ (gauche) et $\beta = 2.5$ (droite). En encart de chaque figure se trouvent les paramètres d'un ajustement selon une loi de puissance.

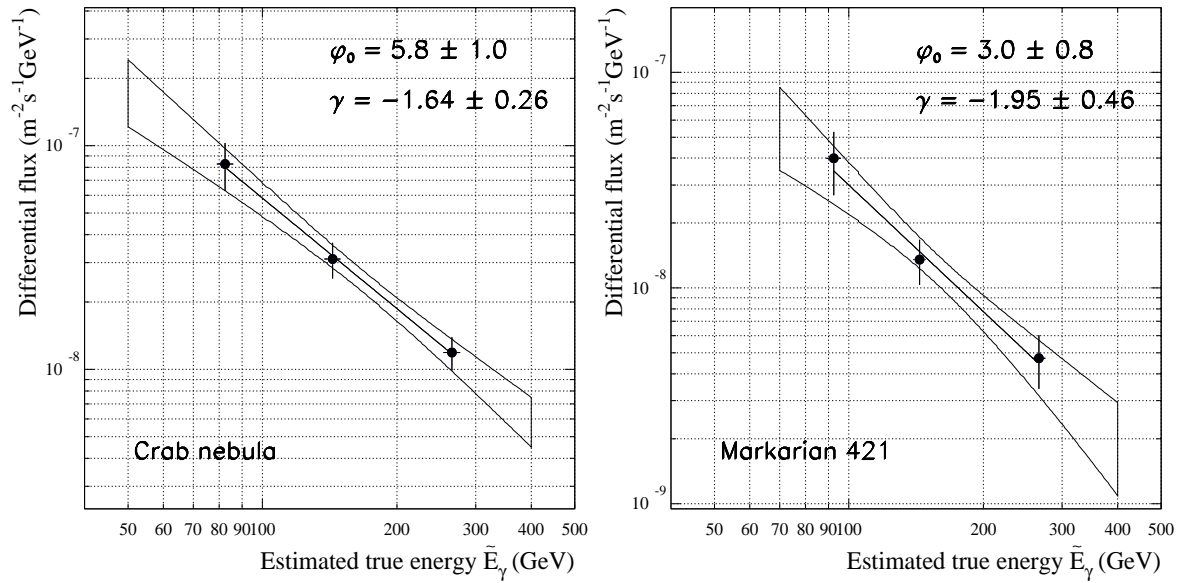


FIG. 9.11 – Spectres reconstruits pour la nébuleuse du Crabe (à gauche) et Markarian 421 (à droite), selon une loi de puissance $dN/dE = \phi_0 [E/100 \text{ GeV}]^\gamma$, avec des temps d'observations respectifs de 3.5 h (transit ± 1 h, 1411 ± 169 événements) et 22.1 h (transit ± 2 h, 3277 ± 427 événements). Les bornes des intervalles en énergie sont respectivement 50, 100, 200, 400 GeV et 70, 100, 200, 400 GeV (seuil plus élevé pour Markarian 421). Les résultats de l'ajustement sont annotés sur les figures ; les boîtes correspondent à un niveau de confiance de 1σ (statistique), une fois prise en compte la corrélation entre ϕ_0 et γ . Cette figure est issue de [126].

– $\langle \mathcal{A}_i \rangle$ est l'acceptance moyennée sur le spectre dans l'intervalle i (en m^2).

Or on définit le spectre vrai selon :

$$\phi(E) = \frac{dN}{dE} = \phi_0 f(E) \quad (\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}) \quad (9.18)$$

où $f(E)$ est une forme spectrale (distribution en énergie), généralement une loi de puissance pour les sources standard en astronomie gamma :

$$f(E) = E^{-\beta}. \quad (9.19)$$

L'estimation donnée en 9.17 suggère donc deux hypothèses fortes :

- à l'énergie moyenne vraie dans les coupures d'analyse correspond l'énergie moyenne vraie du spectre réel ;
- au flux à l'énergie $\tilde{E}_{t,i}^{\text{moy}}$ correspond le flux moyen $\langle \phi \rangle_i$.

Bien que la méthode utilisée ici dans la reconstruction spectrale soit très approximative, il est toutefois instructif d'estimer les erreurs systématiques dues à ces hypothèses. Nous différerons toutefois cette étude au prochain paragraphe.

Une quantité fondamentale est l'acceptance moyenne sur le spectre. Elle s'écrit de la façon suivante :

$$\langle \mathcal{A}_i \rangle = \frac{\int_a^b \mathcal{A}(E) E^{-\beta} dE}{\int_a^b E^{-\beta} dE}. \quad (9.20)$$

Cette quantité dépend donc clairement de l'indice spectral utilisé.

En pratique, on reconstruit les points du spectre selon l'équation 9.17 en supposant un indice spectral de 2, puis l'on effectue une recherche itérative de l'indice par ajustement successif d'une loi de puissance sur le spectre reconstruit (la variation de l'indice étant prise en compte dans la quantité $\langle \mathcal{A}_i \rangle$) : l'indice spectral retenu est celui qui minimise le χ^2 de l'ajustement.

Nous avons réalisé une étude sur des simulations d'un spectre en $E^{-\beta}$ issu d'une source à l'élévation du Crabe, et ce pour différents indices spectraux : respectivement 1.5, 2 et 2.5. En définissant trois intervalles d'énergie de bornes 50, 100, 200 et 400 GeV (de telle sorte que la borne supérieure vaille 2 fois la borne inférieure, cf. équation 9.24), et en appliquant la méthode exposée ci-dessus, on reconstruit les indices spectraux : respectivement 1.536 ± 0.041 , 2.082 ± 0.049 et 2.598 ± 0.036 (voir figures 9.9 et 9.10). On constate donc que cette méthode d'analyse spectrale appliquée à des simulations fonctionne assez bien, avec une erreur systématique ne dépassant pas 5% (légère surestimation de l'indice).

L'application aux données du Crabe et de Markarian 421 est présentée sur la figure 9.11. Les résultats obtenus montrent qu'une analyse spectrale, bien que très approximative, est désormais possible dans CELESTE.

9.3.2 Contrôle des effets systématiques

Rappelons les deux hypothèses principales sur lesquelles repose la méthode de reconstruction spectrale présentée au paragraphe précédent :

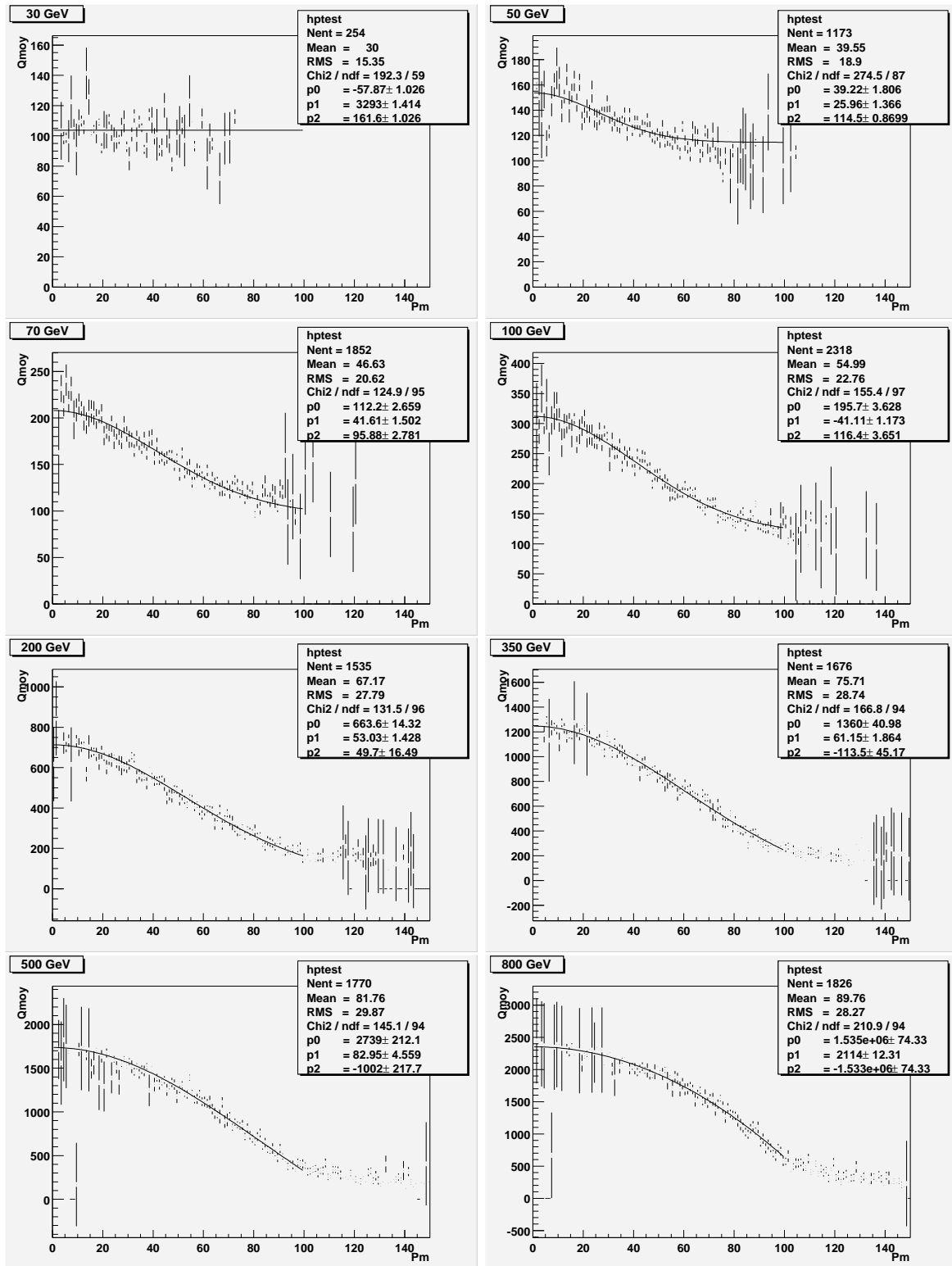


FIG. 9.12 – Charge en fonction du pied de gerbe reconstruit, pour des gamma de 30, 50, 70, 100, 200, 350, 500 et 800 GeV de haut en bas et de gauche à droite (profils). Chaque profil est ajusté avec une demi-gaussienne pour des pieds de gerbe compris entre 0 et 100 m.

- à l'énergie moyenne vraie dans les coupures d'analyse correspond l'énergie moyenne vraie du spectre réel ;
- au flux à l'énergie $\tilde{E}_{t,i}^{\text{moy}}$ correspond le flux moyen $\langle \phi \rangle_i$.

Nous nous proposons dans cette partie d'étudier les erreurs systématiques induites par ces seules hypothèses.

En rapport avec la première hypothèse, il est d'abord très simple de déterminer l'abscisse "vraie", en calculant l'énergie moyenne vraie $(\hat{E}_t^{\text{moy}})_i$ issue d'un spectre en $E^{-\beta}$, dans l'intervalle i défini selon $\Delta E_i = [a; b]$. Trois cas apparaissent selon des valeurs remarquables de l'indice spectral :

$$(\hat{E}_t^{\text{moy}})_i = \begin{cases} \frac{(b-a)}{\ln(b/a)} & \text{si } \beta = 1 \\ \frac{ab \ln(b/a)}{(b-a)} & \text{si } \beta = 2 \\ \frac{(a^2 b^\beta - a^\beta b^2)(\beta-1)}{(ab^\beta - a^\beta b)(\beta-2)} & \text{si } \beta \neq 1, 2 \end{cases} \quad (9.21)$$

Aussi, afin d'estimer les effets systématiques dûs à l'usage a priori erroné d'une abscisse définie par $\tilde{E}_{t,i}^{\text{moy}}$, nous avons simulé un spectre en E^{-2} à l'élévation du Crabe. Au total, 1982 gamma sont répartis dans trois intervalles en énergie définis par les bornes $\{50, 100, 200, 400\}$ GeV. Par la procédure de maximum de vraisemblance, on détermine les valeurs de $\tilde{E}_{t,i}^{\text{moy}}$ dans chaque intervalle i , soit respectivement : 77.5 ± 2.0 GeV, 144.5 ± 5.5 GeV et 257.0 ± 11.5 GeV. Les erreurs systématiques relatives commises compte tenu des équations précédentes sont donc respectivement $(\hat{E}_t^{\text{moy}} = \{69.4, 138.7, 277.2\}$ GeV) : 11%, 4% et -7%.

De même, pour un spectre en $E^{-1.5}$ simulé à l'élévation du Crabe avec un total de 2651 gamma répartis dans les mêmes intervalles que précédemment, les valeurs associées des $\tilde{E}_{t,i}^{\text{moy}}$ sont : 79.5 ± 2.0 GeV, 146.5 ± 4.5 GeV et 260.0 ± 8.5 GeV. Les erreurs relatives sont donc $(\hat{E}_t^{\text{moy}} = \{70.8, 141.5, 282.7\}$ GeV) : 12%, 3% et -8%.

Si ces effets systématiques doivent varier avec l'indice spectral, on constate que cette variation est tenue en pratique. Par ailleurs, du fait de la hiérarchie des erreurs relatives, et pour un nombre fixé d'événements dans un intervalle, on remarque qu'une correction aurait pour effet d'amoinrir légèrement la pente logarithmique du spectre. Toutefois, nous n'avons pas tenu compte ici du fait que les intervalles en énergie mesurée ne correspondent pas a priori aux mêmes intervalles en énergie vraie (effet de résolution). Soulignons de nouveau qu'un tel effet est complètement négligeable au regard du caractère approximatif intrinsèque à la méthode de reconstruction spectrale.

Voyons maintenant comment il est possible d'estimer et éventuellement de corriger l'erreur induite par la seconde hypothèse. Il suffit pour cela de comparer explicitement $\phi(\tilde{E}_{t,i}^{\text{moy}})$ et $\langle \phi \rangle_i$. Définissons d'abord l'intervalle en énergie d'indice i selon $\Delta E_i = [a; b]$. On peut ainsi donner l'expression du flux moyen sur cet intervalle pour un spectre en $E^{-\beta}$:

$$\langle \phi \rangle_i = \frac{\phi_0}{(b-a)} \int_a^b E^{-\beta} dE. \quad (9.22)$$

Comme nous l'avons mentionné précédemment, il faut associer au flux dans un intervalle i l'abscisse "vraie" définie par $(\hat{E}_t^{\text{moy}})_i$. Aussi fera-t-on ici l'approximation $\phi(\tilde{E}_{t,i}^{\text{moy}}) \simeq \phi((\hat{E}_t^{\text{moy}})_i)$. On voit de nouveau que trois cas vont apparaître : $\beta = 1$, $\beta = 2$ et $\beta \neq 1, 2$.

On aura respectivement :

$$\frac{\langle \phi \rangle_i}{\phi((\hat{E}_t^{\text{moy}})_i)} = \begin{cases} 1 & \text{si } \beta = 1 \\ \frac{ab(\ln(b/a))^2}{(b-a)^2} & \text{si } \beta = 2 \\ \frac{(b^{1-\beta}-a^{1-\beta})}{(b-a)(1-\beta)} \left[\frac{(1-\beta)}{(2-\beta)} \frac{(b^{2-\beta}-a^{2-\beta})}{(b^{1-\beta}-a^{1-\beta})} \right]^\beta & \text{si } \beta \neq 1, 2. \end{cases} \quad (9.23)$$

Si l'on fixe par exemple les bornes des intervalles de façon que $b = 2a$, alors il vient respectivement pour $\beta = 1, 2, 3$:

$$\frac{\langle \phi \rangle_i}{\phi((\hat{E}_t^{\text{moy}})_i)} = \begin{cases} 1 & \text{si } \beta = 1 \\ 2(\ln(2))^2 = 0.96 & \text{si } \beta = 2 \\ 8/9 = 0.89 & \text{si } \beta = 3. \end{cases} \quad (9.24)$$

Cela signifie d'une part que l'erreur systématique commise est petite, et d'autre part qu'il est possible de la corriger sur un intervalle en puissance spectrale relativement large. Par ailleurs, la valeur de l'erreur systématique est indépendante du bin si l'on prend soin de définir la borne supérieure comme deux fois la borne inférieure. Dans ce cas précis, l'erreur commise n'affecte l'amplitude que d'un facteur global, mais aucunement l'indice spectral.

Ainsi, nous avons vu que la méthode proposée, bien que rudimentaire, donne d'assez bons résultats sur des simulations effectuées à diverses élévations et divers indices spectraux. Elle a été proposée comme préliminaire à la campagne d'observation de M31, dans le cadre de détection indirecte de matière noire supersymétrique, et ce à un moment où l'acceptance du détecteur était entachée de nombreuses incertitudes. En effet, le rayonnement gamma issu de l'annihilation de neutralinos dans les halos de galaxies diffère essentiellement du rayonnement issu de sources classiques par son spectre. Il convient de mentionner que les incertitudes les plus manifestes sur l'acceptance ont été levées récemment du fait d'une étude très précise de l'atmosphère de Thémis [137], d'une étude photométrique utilisant les courants d'anode [136], ainsi que d'une analyse fine de tous les éléments de la chaîne optique. Les simulations peuvent désormais intégrer ces améliorations notables, et l'on pourrait envisager dans ce cadre une méthode de reconstruction spectrale plus sophistiquée, comme celles ayant déjà fait leurs preuves dans les imageurs.

9.4 Énergie : extension à 53 héliostats

En 2002, le passage à 53 héliostats s'est suivi d'une modification de la configuration de déclenchement (passage à 6 groupes), du mode de pointé (véto) et des méthodes d'analyse des données. Toutes les calibrations effectuées durant cette période de transition ont permis une meilleure prise en compte des réponses fines du détecteur au niveau de l'analyse (nouvelle méthode de redéclenchement logiciel, mise en temps plus fine). De nouvelles variables sont dès lors apparues, et il a fallu en particulier adapter l'estimation de l'énergie à cette nouvelle configuration. La méthode de reconstruction spectrale n'est quant à elle pas directement affectée.

Cette nouvelle estimation de l'énergie étant essentiellement destinée à l'étude des données analysées dans cette thèse, c'est à dire M31, elle peut être plus rudimentaire

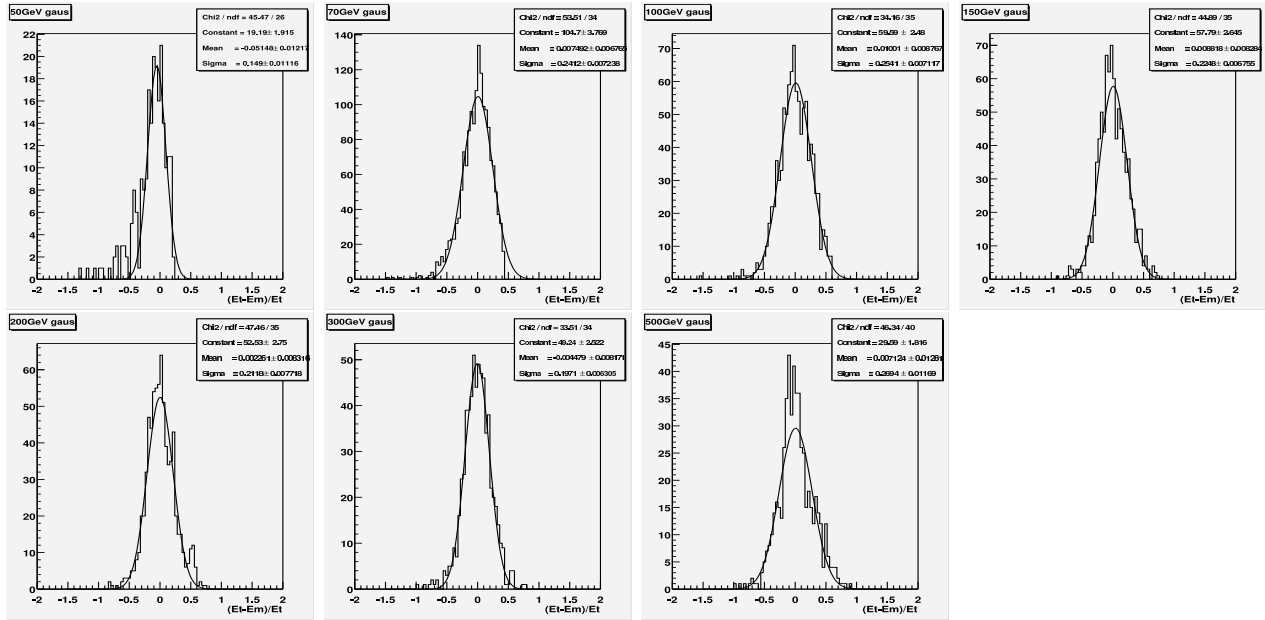


FIG. 9.13 – Estimation de l'énergie dans la configuration à 53 héliostats, pour des simulations de gamma issus de M31 au transit. Méthode non optimisée, mais donnant des résultats suffisamment précis pour l'usage opéré : les figures ci-dessus présentent les résolutions obtenues pour différentes énergies (50, 70, 100, 150, 200, 300 et 500 GeV de gauche à droite et de haut en bas).

puisque ne servant pas, comme nous le verrons plus tard, à une éventuelle reconstruction spectrale.

Parmi les modifications notables apportées dans l'analyse depuis 2002, deux sont fondamentales pour notre propos : un nouvel estimateur du pied de gerbe, et un nouvel estimateur de la charge moyenne collectée par héliostat. De fait, on pourra appliquer la méthode de la section 9.1 avec ces nouveaux estimateurs. Une autre approche consiste à utiliser un nouvel ajustement de la charge en fonction du pied de gerbe, comme le proposait Mathieu de Naurois, permettant une sélection moins contraignante en pieds de gerbe. En effet, dans l'intervalle 0 à 100 m, un tel ajustement est rendu possible en utilisant la somme d'une demi-gaussienne et d'un terme constant. L'amplitude et la dispersion de la demi-gaussienne ainsi que le terme constant sont corrélés avec l'énergie, et l'on peut ainsi faire une estimation de l'énergie de façon itérative. Une étude préliminaire a été menée dans le cadre de simulations de gamma au transit de M31, ce qui anticipe quelque peu sur le chapitre suivant. On peut voir sur la figure 9.12 l'ajustement d'une demi-gaussienne sur la charge, pour ces dernières simulations. De même, les résultats d'une reconstruction rudimentaire de l'énergie sont présentés sur la figure 9.13.

Chapitre 10.

Analyse des données M31 : limite supérieure en flux et supersymétrie

Suite au travail préliminaire de prédictions de flux de gamma issus d'annihilations de neutralinos dans cette galaxie, M31 a été choisie comme cible principale pour CELESTE dans le cadre de la recherche indirecte de matière noire supersymétrique. Compte tenu de ses coordonnées (ascension droite = $00^{\text{h}}42^{\text{m}}44.31^{\text{s}}$; déclinaison = $+41^{\circ}16'9.4''$), M31 est observable à Thémis du milieu de l'automne jusqu'au début de l'hiver. Elle y transite quasiment au zénith. Les campagnes d'observation ont eu lieu de l'automne 2001 à l'hiver 2003. Durant ces trois années d'observation, plusieurs modifications sont intervenues au niveau du détecteur et des méthodes de prises de données. En 2001, l'expérience n'était composée que de 40 héliostats, et la prise de données se faisait en double pointé (11-25 km). À la fin 2001, après de nombreux tests effectués sur le site, l'extension à 53 héliostats est devenue effective, et le pointé convergent à 11 km avec ajout du mode véto a été retenu. Enfin, en 2003, la mise en évidence de temps morts inattendus, conséquences de l'observation d'une source brillante, a entraîné quelques modifications dans les méthodes de prise de données. Nous reviendrons sur ce point au cours de ce chapitre. En conséquence, on peut distinguer trois lots de données que nous nommerons par la suite 2001, 2002 et 2003.

Ce chapitre traite de l'analyse des données sur M31, et sera présenté comme suit. Nous exposerons dans un premier temps une phase primordiale devant précéder toute recherche de signal : la sélection des données. Nous verrons par la suite les problèmes spécifiques liés à l'observation d'une source brillante. Nous présenterons également les détails de l'analyse opérée et les résultats obtenus. Nous montrerons enfin que CELESTE ne met en évidence aucun signal gamma en provenance de M31, dans la limite de sa sensibilité, de son seuil, et de la statistique limitée utilisée pour l'analyse. De ces résultats, nous dériverons une limite supérieure en flux, avant d'en discuter les conséquences sur les modèles supersymétriques ayant servi aux prédictions (*cf.* chapitre 4.).

10.1 Sélection des données

La sélection des données est une phase importante de l'analyse, d'une part parce qu'une mauvaise sélection peut révéler la présence d'un signal lorsqu'il n'y en a pas (ou inver-

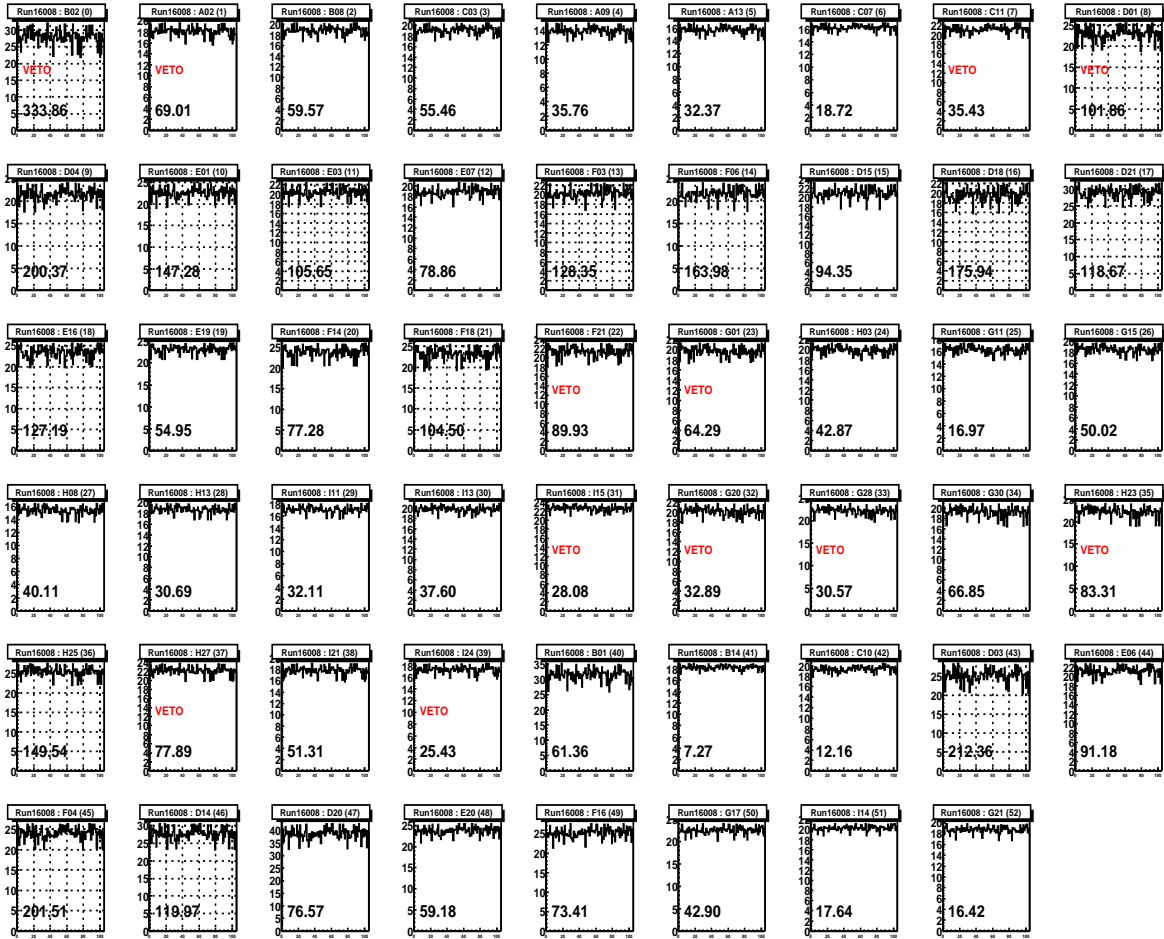


FIG. 10.1 – Ajustement des fenêtres courants par une droite : cas d’une prise de données de mauvaise qualité. Dans chaque fenêtre figurent le χ^2 de l’ajustement ainsi que la caractéristique veto le cas échéant.

sement), et d’autre part car une bonne sélection permet de réduire considérablement d’éventuels effets systématiques. L’idée motrice est de trouver les critères permettant d’avoir un lot de données prises dans des conditions expérimentales similaires et stables. Ces critères sont intimement reliés non seulement au bon fonctionnement du détecteur, mais aussi aux conditions expérimentales extérieures (atmosphère, buée sur les miroirs, passage d’un avion dans le champ de vue, etc.). Les deux informations pertinentes dans une expérience telle que CELESTE proviennent de l’étude des courants d’anode des photomultiplicateurs et du taux de comptage ¹. En effet, ce sont à la fois des indicateurs du bon fonctionnement de l’électronique et de la qualité des conditions atmosphériques (le courant est très sensible au changement du bruit de fond de ciel, le taux de comptage à la présence d’aérosols dans l’atmosphère, par exemple).

¹Ces informations sont enregistrées en temps réel lors des prises de données. Nous pourrions ajouter l’étude spécifique de la qualité de l’atmosphère, mais celle-ci fait l’objet d’un travail mené en parallèle grâce à un Lidar [137].

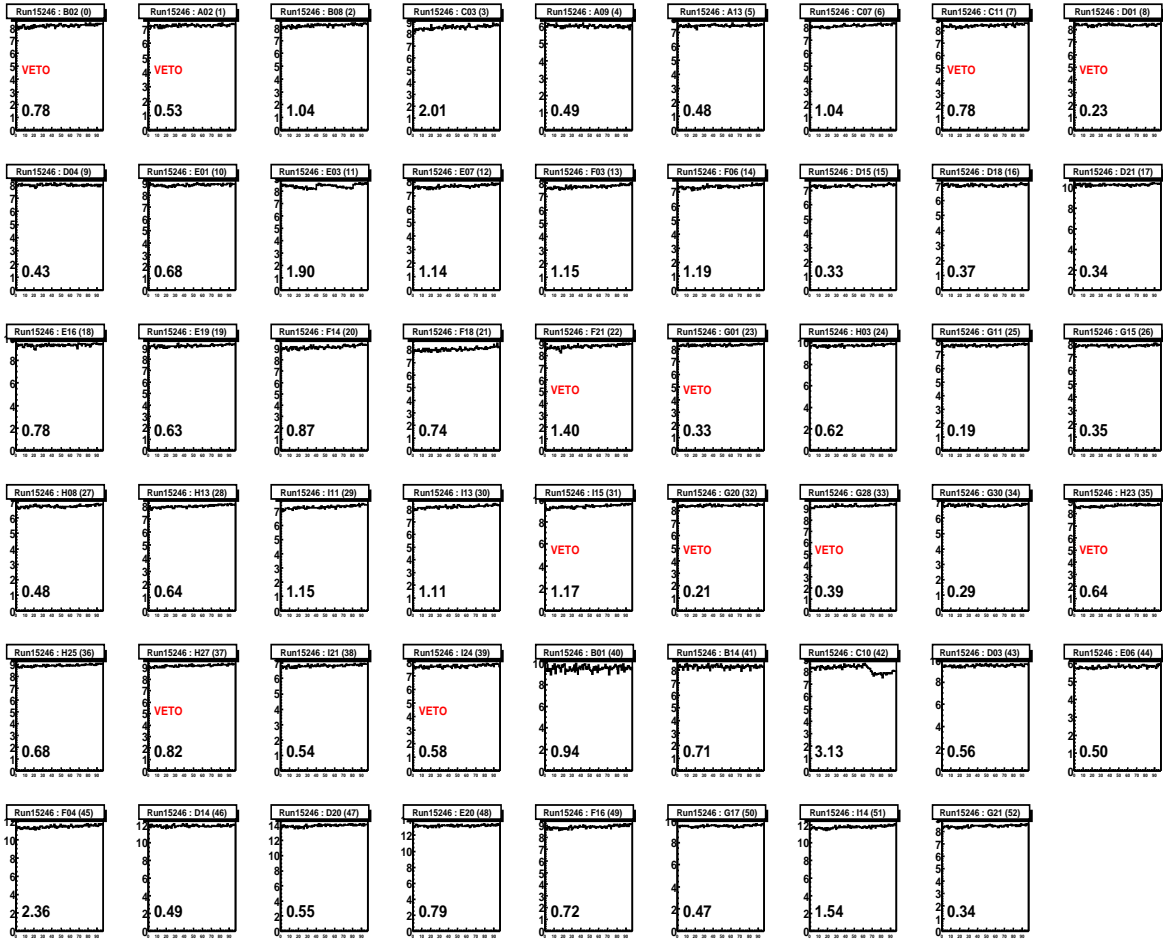


FIG. 10.2 – Ajustement des fenêtres courants par une droite : cas d’une prise de données de bonne qualité. Dans chaque fenêtre figurent le χ^2 de l’ajustement ainsi que la caractéristique veto le cas échéant.

10.1.1 Étude des courants d’anode

Lors de chaque prise de données, la valeur du courant d’anode en fonction du temps est sauvegardée pour chaque photomultiplicateur. On peut ainsi étudier la stabilité du courant voie par voie. Les critères de stabilité sont déterminés en ajustant une constante sur chaque fenêtre courant : le χ^2 associé à chaque ajustement sera lu comme un facteur de qualité de la voie étudiée (voir figures 10.1 et 10.2). Afin d’avoir une idée globale de la qualité sur l’ensemble des voies, on étudiera le χ^2 maximum rapporté au χ^2 moyen selon :

$$I_{\text{cut}} = N_{\text{voies}} \frac{\chi_{\text{max}}^2}{\sum_{i=1}^{N_{\text{voies}}} \chi_i^2}. \quad (10.1)$$

On impose de manière *ad hoc* une valeur maximale pour I_{cut} . Par ailleurs, pour conserver un équilibre dans la configuration de déclenchement, l’on requiert que trois voies au plus soient défaillantes au sens du critère fixé ci-dessus. En pratique, la sélection en courant s’opère de la façon suivante :

- (i) $\langle \chi^2 \rangle < 4$;

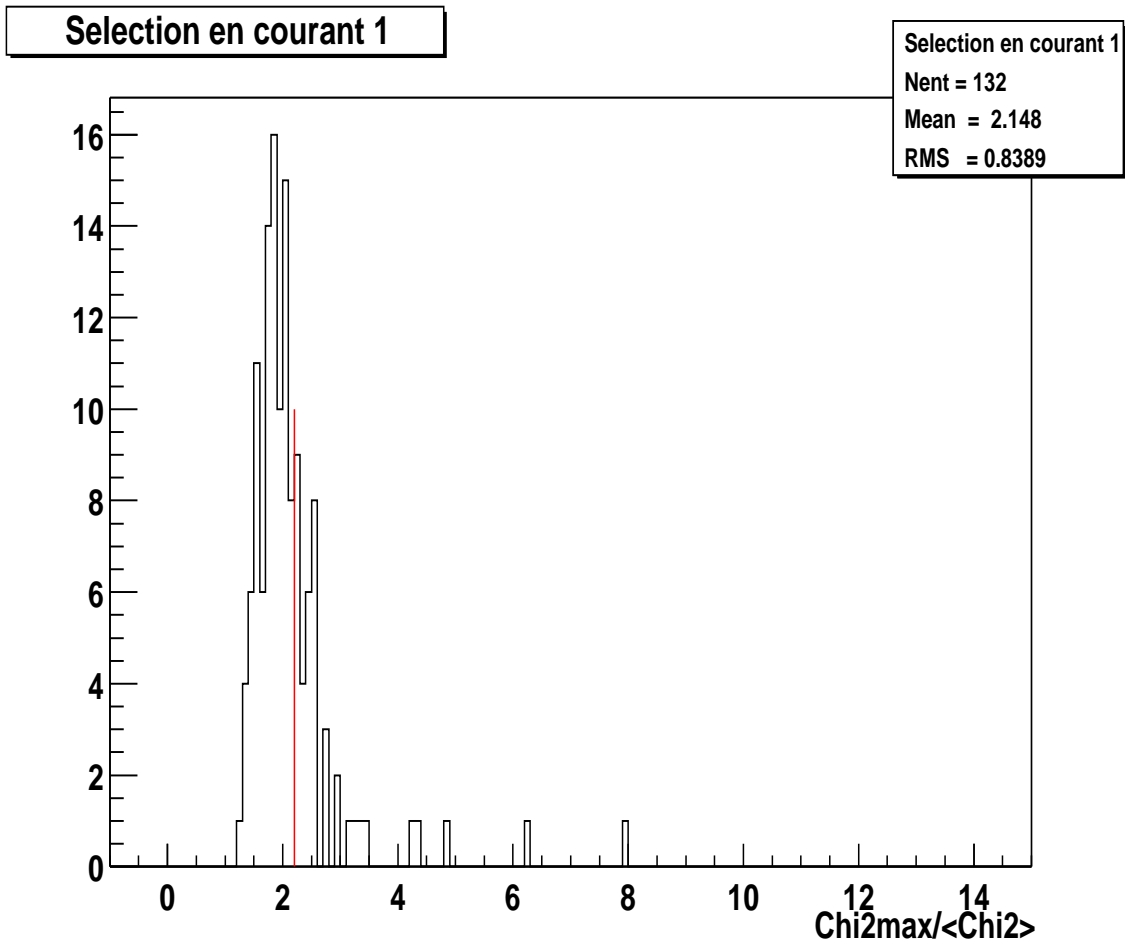


FIG. 10.3 – Distribution de I_{cut} pour les données d’observations de M31. La ligne verticale rouge indique la coupure de sélection en courant.

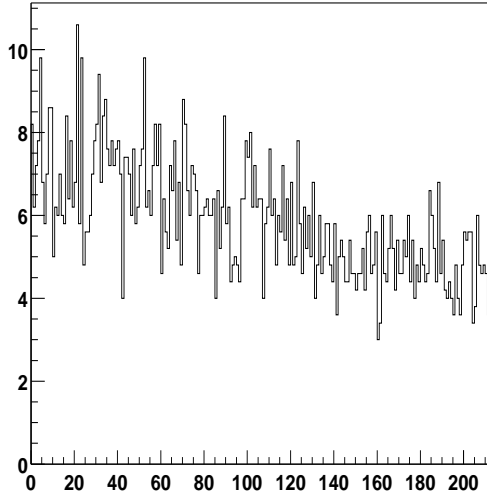
- (ii) $I_{\text{cut}} < 2.2$;
- (iii) trois voies au plus sont défaillantes (on détermine de nouveau I_{cut} après avoir ôté ces voies le cas échéant).

Cette procédure permet de se restreindre à l’étude d’un lot de données caractérisées par un fond de ciel stable et par une réponse homogène des photomultiplicateurs (voir figure 10.3).

10.1.2 Étude du taux de comptage

De même, le taux de comptage global après déclenchement est accessible et constitue une information clé pour deux raisons principales : d’une part, son niveau absolu renseigne sur les conditions atmosphériques globales lors de la prise de données, et ses fluctuations renseignent d’autre part sur l’instabilité ou du détecteur, ou de l’atmosphère. Il est également possible d’accéder au taux de comptage par groupe de déclenchement. L’information sur la stabilité du taux de comptage global est synthétisée dans son RMS

Taux de comptage Run14223



Taux de comptage Run14059

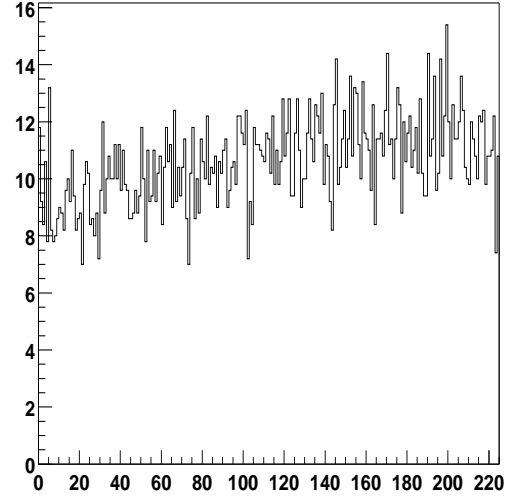


FIG. 10.4 – Évolution du taux de comptage au cours d'une prise de données : deux exemples de cas disqualifiés lors de la sélection en taux de comptage (Hz en ordonnée, cf. texte pour le rappel des critères).

rapporté à la valeur moyenne sur une prise de données :

$$R_{\text{cut}} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N (R_i - \langle R \rangle)^2}}{\sqrt{N} \langle R \rangle} ; \quad (10.2)$$

où N est le nombre de relevés de taux de comptage R_i par prise de données (taux d'écriture des événements), et $\langle R \rangle$ est le taux de comptage moyen associé.

La sélection en taux de comptage se fait en appliquant la coupure suivante :

- $\langle R \rangle \gg 10 \text{ Hz}^2$;
- $R_{\text{cut}} < 0.6$.

On se restreint ainsi à des conditions expérimentales homogènes et stables (détecteur et atmosphère). Les figures 10.4 et 10.5 montrent respectivement le cas d'une prise de données qualifiée et deux cas de prises de données exclues. Une illustration générale de cette procédure est présentée sur la figure 10.6.

10.1.3 Sélection finale des données M31

Voici les résultats de la sélection des données, saison par saison (paires On-Off) :

- 2001-02 : 15 paires sélectionnées parmi 23 ;
- 2002-03 : 13 paires sélectionnées parmi 20 ;

²Il s'agit ici du taux de comptage moyen enregistré sur disque, sans correction d'efficacité d'acquisition ; avec une efficacité générique de 80%, on se situe à un niveau de 12.5 Hz. Par ailleurs, il faut garder à l'esprit que le taux de comptage nominal dépend de la configuration du déclenchement : à seuil égal, le taux de coïncidence en majorité 3 est supérieur à celui en majorité 4. Nous présentons ici la plus basse limite liée à la configuration à plus bas taux nominal.

Taux de comptage Run15201

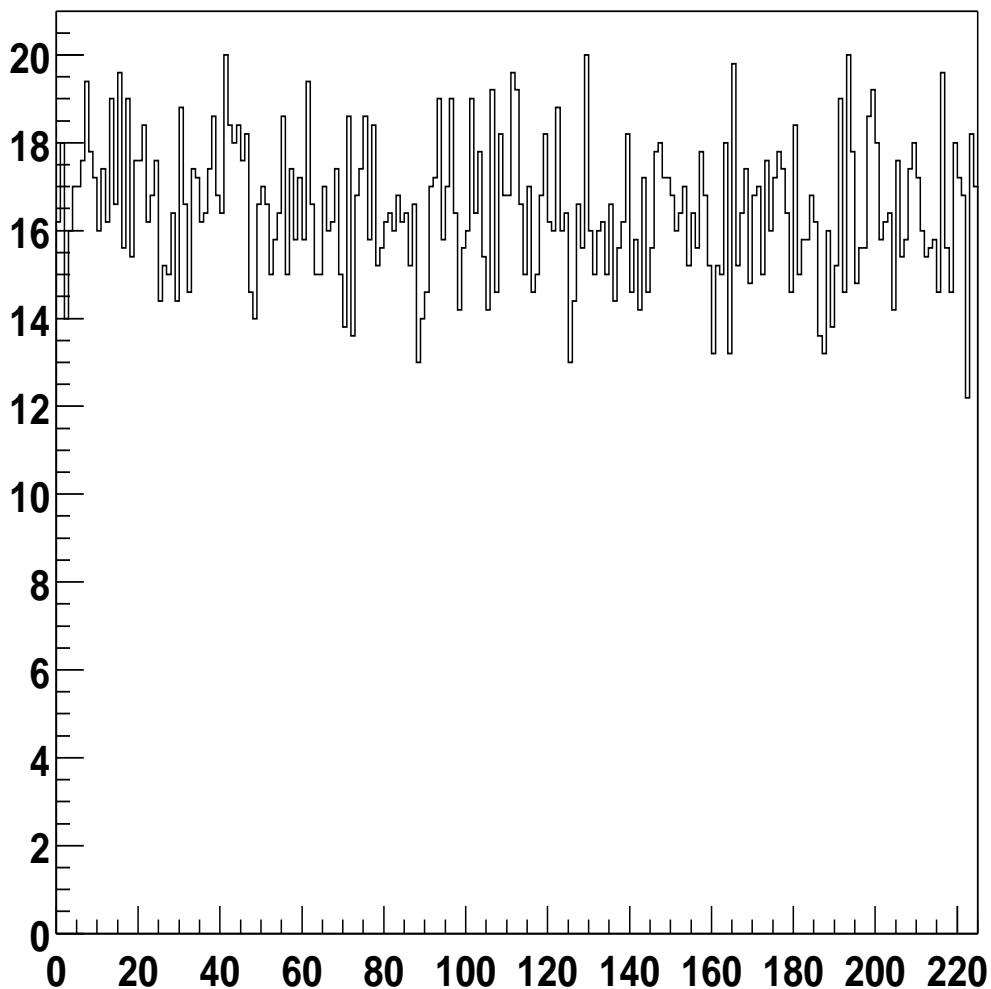


FIG. 10.5 – Évolution du taux de comptage au cours d'une prise de données : exemple d'un cas retenu lors de la sélection en taux de comptage (Hz en ordonnée).

– 2003-04 : 7 paires sélectionnées parmi 25 ;

ce qui représente un taux d'environ 50% de la statistique totale enregistrée sur disque, soit un total d'environ 10 h d'exposition sur source. Ce maigre rendement est essentiellement dû aux mauvaises conditions climatiques qui ont rythmé les observations ces dernières années, et qui n'affectent pas seulement le temps d'observation possible, mais aussi la qualité des observations lorsqu'elles ont lieu.

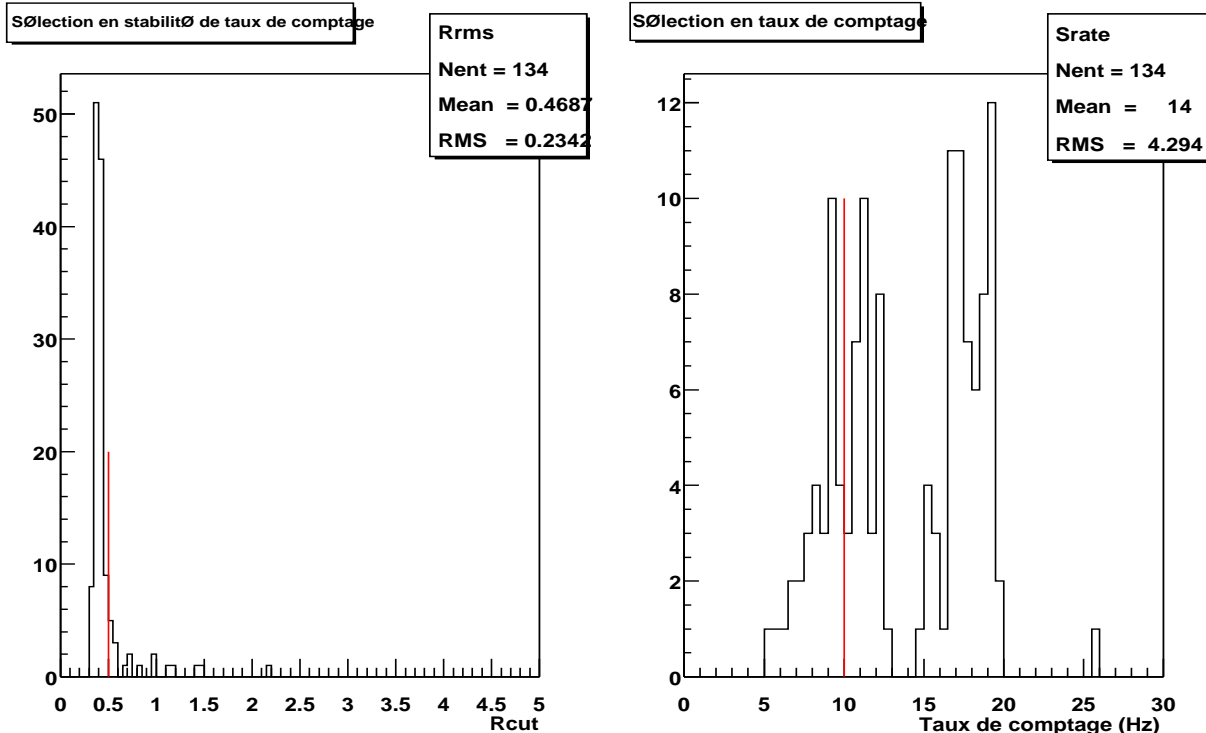


FIG. 10.6 – Distribution de R_{cut} (à gauche) et du taux de comptage moyen (à droite) pour les données d’observations de M31. Les lignes verticales rouges indiquent les coupures de sélection en taux de comptage.

10.2 Bruit de fond de ciel et temps morts : le cas M31

M31 est une source intrinsèquement brillante, de magnitude 4.3. Cela a eu pour conséquence un fort courant d’anode lors des observations, ce qui est en principe bien contrôlé, mais a induit également des effets tout à fait inattendus au niveau du déclenchement. Rappelons que le déclenchement de CELESTE se fait grâce à un module dit “voteur majoritaire” (V495) qui déclenche la lecture des codeurs lors d’une coïncidence de 4 groupes sur 6 (3 sur 5 avant 2002) au-delà d’un seuil fixé. Le générateur de portes logiques (V486), qui est chargé d’envoyer au voteur une porte dès lors qu’un groupe franchit son seuil, est affecté d’un temps mort qui est tout à fait négligeable en condition normale. Or, le bruit de fond de ciel excessif dû à une forte luminosité induit une saturation de ce dernier module, qui provoque la non lecture d’événements (temps mort supplémentaire). La détermination du seuil de déclenchement se trouve inéluctablement affectée par cette sous-estimation du taux de comptage brut, sans que l’on s’en rende compte directement. Par conséquent, le seuil de déclenchement optimal déterminé par la manière standard (*cf.* § 7.5) nous place dans un régime où le générateur de porte est saturé. Ceci pose un problème difficile à résoudre lors de l’analyse, car on se trouve dans une situation où le temps mort du pointé “On-source” (très bruité) est très différent de celui du “Off-source”. C’est l’apparition d’un anti-signal fort dans les données de M31, ainsi que l’étude de l’effet d’une étoile brillante dans le Off de Markarian 421 qui ont permis de mettre cette source

d'erreur systématique en évidence. Nous verrons dans cette partie comment il est possible de s'en affranchir, et éventuellement même de la corriger.

10.2.1 Luminosité et taux de bruit

Le taux de photo-électrons attendu en sortie des photomultiplicateurs peut être grossièrement estimé. En effet, pour une luminosité de ciel L_* (exprimée en $\gamma.m.^{-2}sr.^{-1}s^{-1}$), le taux de photo-électrons pour un photomultiplicateur s'écrit :

$$L_{*,pe} \simeq L_* \times \epsilon_Q \times \Omega_{\text{hél}} \times S_{\text{hél}} \quad \gamma\text{-e/s} \quad (10.3)$$

où ϵ_Q est l'efficacité quantique du photomultiplicateur (environ 20% pour CELESTE), $\Omega_{\text{hél}}$ et $S_{\text{hél}}$ sont respectivement le champ de vue et la surface d'un héliostat (respectivement 5.10^{-2} sr et $54m^2$). Dans CELESTE, le bruit de fond mesuré est de l'ordre de $1.4 \times 10^9 \gamma\text{-e/s}$, ce qui donne une luminosité d'environ $1.4 \times 10^{12} \gamma.m.^{-2}sr.^{-1}s^{-1}$.

De même, à partir de la magnitude de M31³, il est possible de déterminer sa luminosité. En effet, la puissance P rayonnée par longueur d'onde s'écrit pour un astre de magnitude m (magnitude intégrée sur un angle solide) :

$$\frac{dP}{d\lambda} = 10^{-0.4m-15.3} \text{ J/cm}^2\text{/s/A.} \quad (10.4)$$

On peut ainsi remonter de façon approximative au taux de bruit de fond relatif à M31, $L_{M31,pe}$, et le rapport $L_{M31,pe}/L_{*,pe} \simeq 2.5$. C'est là l'origine du temps mort supplémentaire introduit au niveau du module de mise en temps V486. Rappelons que ce temps mort peut biaiser la détermination du seuil (déclenchement des groupes moins efficace, voir § 8.1.2).

10.2.2 V486 : temps mort et conséquences

Comme nous l'avons mentionné au § 8.1.2, le passage à 53 héliostats à l'automne 2002 a vu l'apparition d'un temps mort supplémentaire affectant chaque groupe du module de déclenchement. La prise en compte de cet effet dans la détermination du seuil lors des observations n'étant intervenue qu'au début de l'année 2003, les données antérieures (prises à 6 groupes) sont sujettes à des différences significatives d'efficacité entre le On et le Off.

Il faut souligner ici que ça n'est pas la correction du temps mort d'acquisition qui est problématique. En effet, l'un des critères de sélection des données est la stabilité du taux de comptage. Cela signifie que l'(in)efficacité d'acquisition est stable sur la durée d'une prise de données, et que la correction à apporter y est globale pour tous les événements. En revanche, le temps mort du V486 affecte les événements différemment selon leur type (*cf.* § 8.1.2 pour sa définition des types).

Dans le tableau 10.1, on constate effectivement que les données 2002-2003 ont des écarts d'efficacité significatifs, essentiellement pour les événements de types 4 et 5 (on requiert toutefois une majorité de 5/6 à l'analyse); il est donc difficile d'appliquer une correction globale. C'est là un facteur d'erreurs systématiques important si l'on opère

³On trouvera dans [118] des mesures de magnitude opérées sur M31 ; il convient d'utiliser la magnitude intégrée dans le champ de vue de CELESTE, correspondant donc à un rayon angulaire de 5 mrad (17.2 minutes d'arc). Cette magnitude vaut $m_B \sim 5.5$.

Paire On-Off	Efficacité d'acquisition On/Off	Efficacité type 4 On/Off	Efficacité type 5 On/Off	Efficacité type 6 On/Off
14203-04	0.8832/0.8854	0.6024/0.7426	0.9269/0.9778	0.9919/0.9990
14219-20	0.8866/0.8842	0.7278/0.8158	0.9823/0.9950	0.9994/0.9999
15120-21	0.8391/0.8422	0.7812/0.8943	0.9756/0.9953	0.9983/0.9999
15126-27	0.8460/0.8330	0.7996/0.9156	0.9800/0.9973	0.9987/1.0000
15128-29	0.8453/0.8413	0.8093/0.9087	0.9819/0.9968	0.9989/0.9999
15156-57	0.8369/0.8167	0.7390/0.8642	0.9555/0.9886	0.9940/0.9993
15185-84	0.8462/0.8437	0.7278/0.9117	0.9544/0.9957	0.9943/0.9999
15191-90	0.8258/0.8246	0.8777/0.9685	0.9912/0.9995	0.9995/1.0000
15192-93	0.8311/0.8225	0.8839/0.9562	0.9920/0.9990	0.9996/1.0000
15198-99	0.8295/0.8330	0.8949/0.9582	0.9934/0.9990	0.9997/1.0000
15236-37	0.8109/0.8101	0.8049/0.9321	0.9766/0.9974	0.9979/0.9999
15238-39	0.8114/0.8085	0.8263/0.9413	0.9812/0.9980	0.9985/1.0000
15245-46	0.8133/0.8075	0.8282/0.9425	0.9816/0.9981	0.9985/1.0000

TAB. 10.1 – Efficacités d'acquisition et du V486 pour les données 2002-03, prises en majorité 4/6 au déclenchement. Les efficacité du module V486 sont données pour les événements de types 4, 5 et 6. On remarque un écart important et systématique entre le On et le Off pour les efficacités des événements de type 4. Les données les plus affectées par le temps mort du V486 sont indiquées en rouge dans le tableau, en considérant que seuls les événements de types 5 et 6 sont retenus dans l'analyse.

une soustraction On-Off.

La manière la plus simple de s'affranchir de ces effets est de ne conserver que les événements de type 6, qui ne sont guère affectés par l'inefficacité du V486. L'inconvénient majeur de cette méthode est de réduire significativement la statistique, essentielle non seulement pour une recherche de signal, mais aussi pour garantir une bonne sensibilité du détecteur.

Une autre approche consiste à essayer d'identifier les événements par type, et d'appliquer les corrections d'efficacité associées, différentes du On au Off. Toutefois, l'identification du type d'un événement n'est pas triviale. À cette fin, il est possible d'utiliser l'estimateur de seuil et de majorité R_i (voir § 8.4.2 pour la définition). Pour les données 2002-03, la majorité au déclenchement était de 4/6, et celle généralement requise lors de l'analyse est de 5/6 (avec un seuil d'analyse de 10% supérieur au seuil fixé lors de la prise de données). Un événement de type 5 sera donc théoriquement caractérisé par :

$$- R_5 > 1.1 \text{ et } R_6 < 1;$$

i.e. tel qu'il ne déclenche que 5 groupes.

De même, on qualifiera un événement de type 6 selon :

$$- R_6 \geq 1.1.$$

Les résultats de cette étude sont présentés dans le tableau 10.2, où le nombre d'événements des différents types a été déterminé. Aucune coupure d'analyse permettant la sélection d'événements gamma n'ayant été appliquée, on a principalement affaire à des hadrons. On peut remarquer dans ce tableau que les seuls événements de type 5 font apparaître un fort excès dans le Off, que la correction d'efficacité permet d'atténuer de manière assez conséquente. En effet, le temps mort du V486 est beaucoup plus important dans l'élément de la paire le plus bruité, à savoir le On pour M31 (*cf.* tableau 10.1). Aussi une telle correction réintègre-t-elle plus d'événements dans le On que dans le Off, et c'est dans ce sens que les résultats obtenus sont en accord avec ce que l'on attend. Ce type de correction a donc le bon comportement. L'application d'une efficacité moyenne sur le lot statistique n'aurait pas vu une telle compensation, puisque l'inefficacité du module V486 affecte davantage les événements de faible majorité. Compte tenu de la cohérence des résultats obtenus par ce type de correction événement par événement, nous adopterons cette méthode pour la suite de notre analyse. Elle nous permettra en particulier de conserver une statistique indispensable à la recherche d'un éventuel signal significatif.

10.3 Analyse et résultats

Pour l'analyse des données, notre choix s'est porté sur la technique d'analyse la plus récente, car la seule développée pour la configuration véto. Par ailleurs, ce travail d'analyse a été anticipé par des simulations de gamma, non seulement pour vérifier le comportement des distributions des variables discriminantes, et pour estimer au mieux l'acceptance de CELESTE pour M31, mais aussi cibler au mieux la recherche d'un signal sur le cas spécifique d'une annihilation de matière noire. Le simulateur de gerbes utilisé fut ISU (version C++ de Cascade), pour sa rapidité, et malgré quelques défauts intrinsèques sur lesquels nous reviendrons lors de la discussion sur les systématiques.

Nous détaillons dans cette partie les résultats et interprétations de simulations de gamma en provenance de M31 et du Crabe, avec en particulier une confrontation aux

Type	Nombre d'événements On	Nombre d'événements Off	On-Off	Significativité N_σ
Type 5	47499	48985	-1486	-4.8
\uparrow	58339	59276	-937	-2.7
Type 6	90812	91301	-489	-1.1
\uparrow	109008	109919	-911	-1.9
Total	138311	140286	-1975	-3.7
\uparrow	167320	169193	-1873	-1.9

TAB. 10.2 – Résultats d'une correction d'efficacité du V486 par type d'événement pour les données pathologiques du tableau 10.1. Seule une sélection en seuil est appliquée afin d'éviter la zone de biais possiblement dû au bruitage artificiel des données : on choisit un seuil situé 10% au-dessus du seuil de déclenchement. Les événements de type 5 sont sélectionnés selon : $\{R_5 > 1.1; R_6 < 1\}$; ceux de type 6 selon : $\{R_6 > 1.1\}$. (\uparrow nombre d'événements corrigé des efficacités d'acquisition et du V486, selon $N_{cor} = N/(\epsilon_{acq} \times \epsilon_{V486})$). (Voir le texte pour les commentaires).

données récentes obtenues sur le Crabe (2002-2003). Ces études préliminaires nous ont permis d'optimiser avec soin les coupures d'analyse. Nous présenterons par la suite la significativité obtenue après l'application de la sélection d'événements aux données M31. Enfin, après avoir étudié la stabilité du résultat ainsi qu'une recherche de signal plus fine par intervalles d'énergie, nous montrerons comment nous avons dérivé une limite supérieure en flux.

10.3.1 Spectre attendu

L'éventuelle annihilation de neutralinos dans le coeur des galaxies induit un spectre de gamma assez différent des spectres classiques en astronomie gamma. En effet, ces derniers sont liés aux processus d'accélération des particules chargés dans les objets astrophysiques actifs (restes de supernovae, noyaux actifs de galaxies), qui conduisent en général à des spectres en loi de puissance. En ce qui concerne l'annihilation de neutralinos, deux caractéristiques essentielles dominent :

- l'énergie des gamma ne peut dépasser la masse du neutralino (annihilation au repos) ;
- le spectre a une forme elle aussi dépendant de la masse du neutralino.

Si la première remarque est triviale, elle a toutefois son importance en terme de détection indirecte, puisque CELESTE ne sera sensible qu'à des neutralinos de masses supérieures au seuil expérimental. La seconde remarque est quant à elle très intéressante, puisque la détection d'un signal dans une statistique suffisante pourrait permettre soit une dérivation en terme de masse, soit de susciter une grande prudence quant à l'interprétation du résultat si c'est une loi de puissance qui est mise en évidence. Bien entendu, il peut aussi y avoir une dégénérescence entre une loi de puissance et un spectre de type matière noire, et toutes les informations relatives à la mesure de l'énergie sont capitales. La figure 10.7 montre les formes spectrales associées à des neutralinos de 250 et 500 GeV, ainsi qu'une loi de puissance en E^{-2} . C'est là une illustration de l'importance de la reconstruction spectrale présentée précédemment.

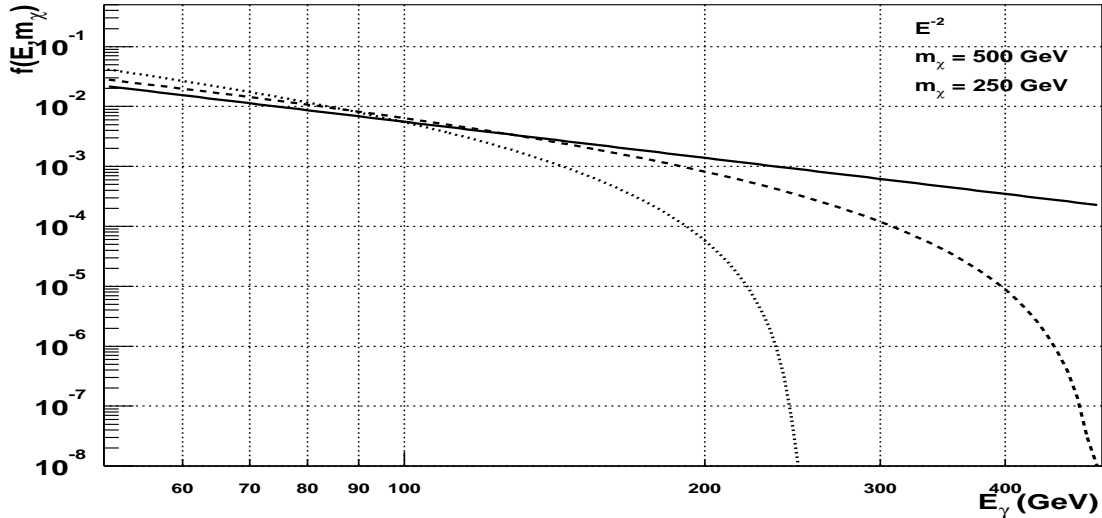


FIG. 10.7 – Formes spectrales issues d’une loi de puissance en E^{-2} (ligne pleine), d’annihilations de neutralinos de masses 250 (ligne pointillée) et 500 GeV (ligne tiretée). La normalisation est arbitraire.

10.3.2 Simulations

Afin d’optimiser les coupures d’analyse, nous avons simulé des gamma à diverses énergies (entre 30 GeV et 1 TeV) pour les configurations 11-25 km et 11 km véto, et des spectres de type “matière noire” seulement pour la configuration véto. Nous avons choisi, pour des raisons de simplicité, de comparer ces simulations aux données Off de M31, leur conférant le rôle de composante hadronique (bruit de fond). Ce choix se justifie d’une part parce que le taux de comptage de CELESTE (principalement dû aux gerbes hadroniques) n’est pas encore très bien reproduit par les simulations, et d’autre part en raison du temps CPU extrêmement long que ces dernières requièrent. Nous nous concentrerons sur les études réalisées au transit de M31.

La simulation du développement des gerbes atmosphériques et de la collection de lumière Čerenkov avec l’optique de CELESTE a été réalisée avec le simulateur ISU [115], en considérant un profil d’atmosphère “US standard”.

La simulation de l’électronique a quant à elle été réalisée avec le module ElecLib8.1 [117]. La condition de déclenchement requise est une majorité de 4(3) groupes sur 6(5) pour la configuration véto (11-25 km), le seuil étant fixé à 4.5 photoélectrons par héliostat. Par ailleurs, un bruit de fond de ciel aléatoire de 2 GHz a été pris en compte (pas de différence notable avec une valeur de 1 GHz en terme de déclenchement, seulement un élargissement des piédestaux en charge).

Les distributions et les résultats des simulations présentés par la suite auront été soumis à un redéclenchement logiciel de majorité 5(4) sur 6(5), et de seuil fixé à 10% au-dessus du seuil réel de déclenchement ($R_{5(4)} > 1.1$), sauf mention contraire. Les variables discriminantes utilisées et permettant de caractériser un événement de type gamma sont ξ et $NbVpics$, déjà décrites dans le § 8.4.

– Énergies fixes

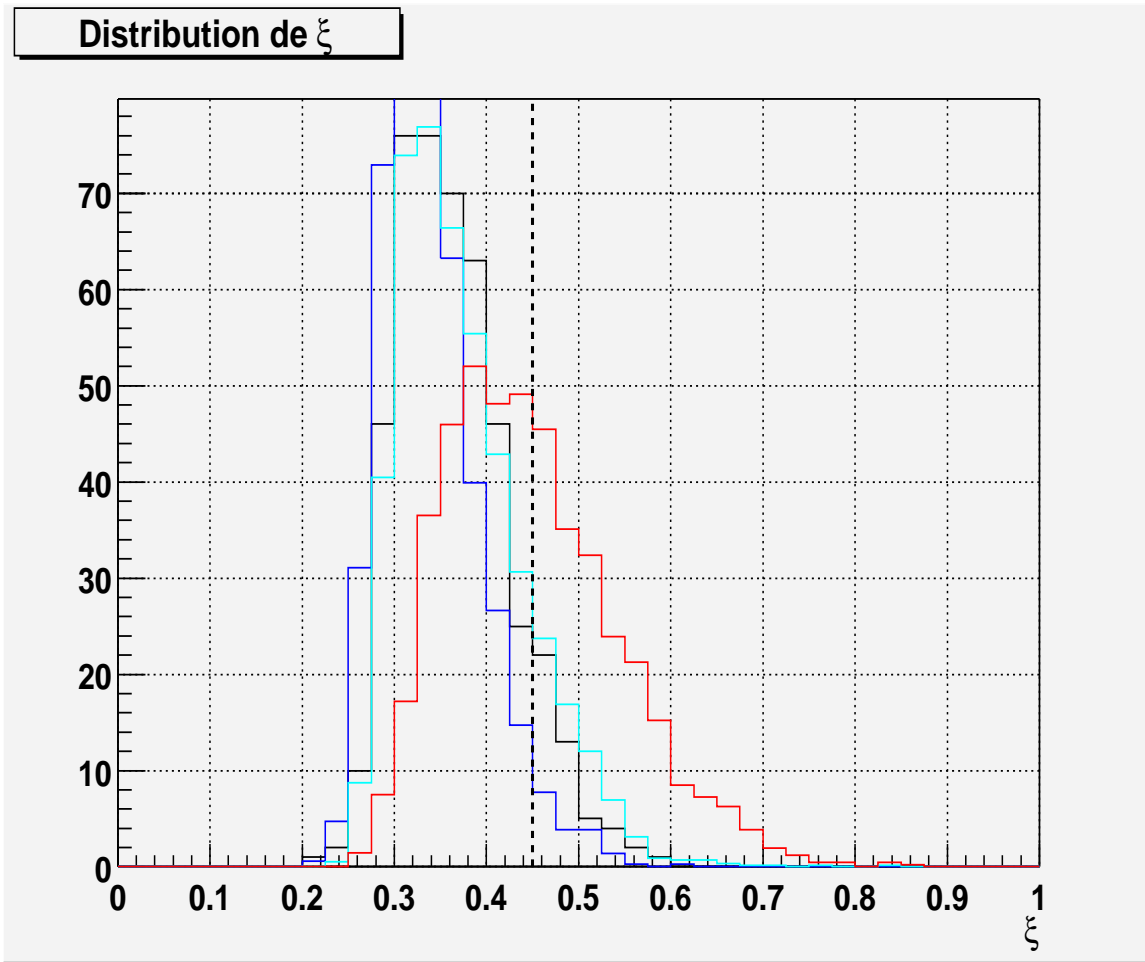


FIG. 10.8 – Histogrammes de ξ pour des simulations de gamma à énergies fixes au transit de M31 en configuration double pointé 11-25 km : 50 GeV (noir), 100 GeV (bleu foncé), 200 GeV (bleu ciel) et 500 GeV (rouge). Les pointillés indiquent les coupures standard – celles utilisées pour le Crabe.

Des simulations ont été effectuées sur une large gamme d'énergie : 30, 50, 70, 100, 200, 350, 500 et 800 GeV. On peut remarquer sur les figures 10.8 et 10.9 (respectivement pour le pointé 11-25 km et le pointé véto) que le comportement en termes de distribution des variables discriminantes est relativement stable avec l'énergie. Les seuls effets notables sont d'une part l'élargissement relatif de ξ aux grandes énergies, dû aux événements à grands pieds de gerbes, et d'autre part le nombre d'héliostats véto illuminés croissant avec l'énergie. En effet, CELESTE peut détecter des gamma tombant relativement loin du centre du champ à condition que la quantité de lumière déposée soit importante (*i.e.* gamma de haute énergie). C'est ce qui se passe pour des gerbes de haute énergie. Cela se caractérise par un nombre plus important d'héliostats véto illuminés (la multiplicité des gerbes étant plus importante à haute énergie), même si ce nombre reste bien en-deçà de 12 à 800 GeV. De même, la variable ξ étant dégradée pour de faibles amplitudes et des largeurs importantes, on peut comprendre pourquoi les événements de haute énergie et tombant loin du centre du champ sont moins bien reconstruits.

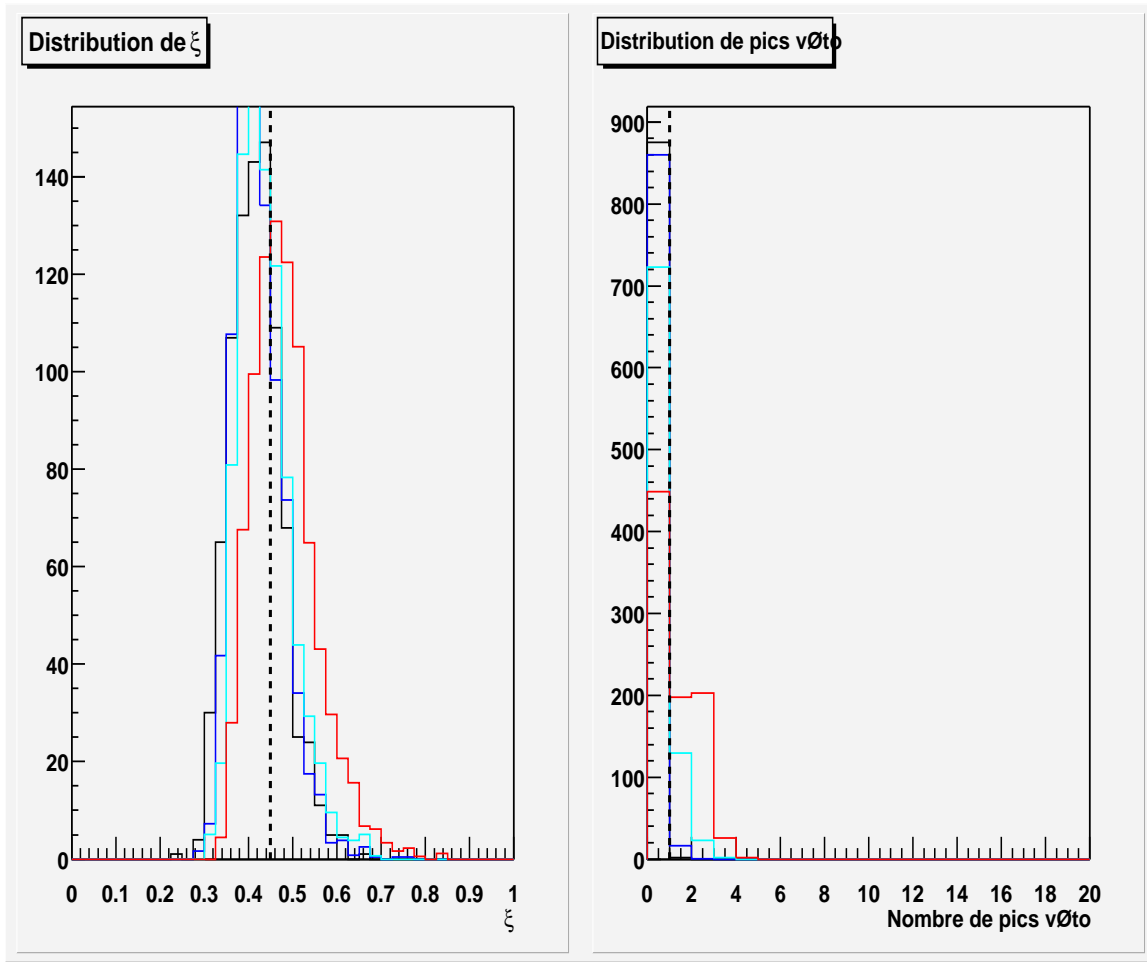


FIG. 10.9 – Histogrammes de ξ et du nombre de pics veto pour des simulation de gamma à énergies fixes au transit de M31 pour une configuration veto : 50 GeV (noir), 100 GeV (bleu foncé), 200 GeV (bleu ciel) et 500 GeV (rouge). Les pointillés indiquent les coupures standard – celles utilisées pour le Crabe.

La comparaison de ces distributions aux données Off confirme théoriquement leur potentiel discriminatoire (*cf.* figure 10.10). Cela peut s’exprimer quantitativement en calculant les efficacités de coupure sur ces variables, sur le Monte-Carlo et sur les données Off. Ceci est illustré sur les figures 10.11, 10.12, 10.13 et 10.15 (respectivement pour des simulations 11-25 km, 11 km veto avec événements de types 5 et 6, 11 km veto et seuls événements de type 6, et pour un lot de données Off sur M31).

Une coupure en $\xi < 0.45$ comme celle appliquée au Crabe semble également justifiée pour l’analyse des données M31.

– **Spectres : $m_\chi = 250\text{GeV}$, $m_\chi = 500\text{GeV}$**

La simulation de deux spectres de type “matière noire”, associés à des masses de neutralinos différentes, montre elle-aussi la stabilité des distributions utilisées pour la recherche de signal. Néanmoins, le spectre obtenu après passage dans le détecteur et après coupures d’analyse suggère que la répartition en charge (en énergie vraie pour le Monte-Carlo) des

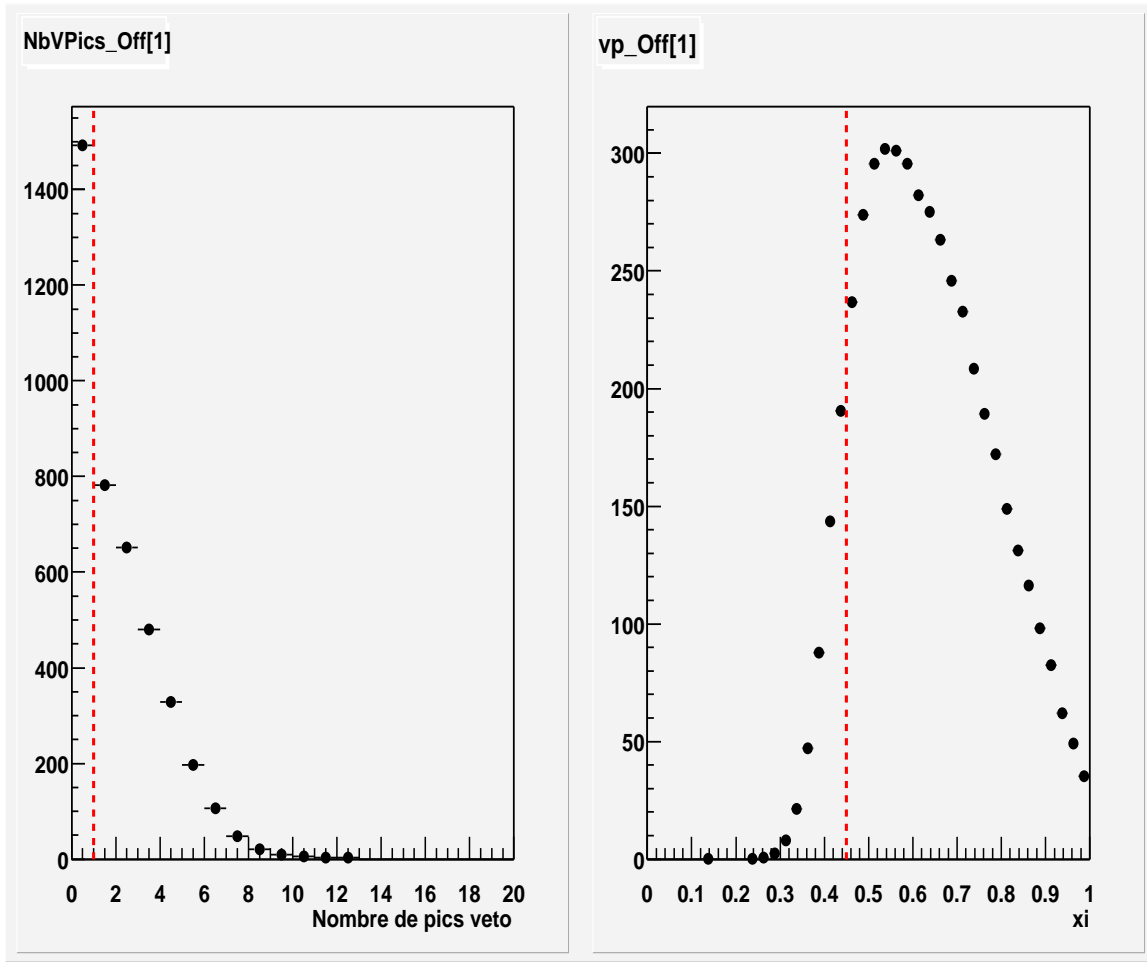


FIG. 10.10 – Histogrammes de ξ et du nombre de pics veto pour les données Off de la saison 2002-03. Une coupure $R_5 > 1.1$ a été préalablement appliquée.

événements est quelque peu différente d'une masse à l'autre, comme on peut le voir sur la figure 10.16. Cela précise l'utilité d'une recherche de signal affinée par intervalles de charge.

– Comparaison au Crabe

Une simulation d'un spectre de gamma en loi de puissance $\propto E^{-2}$ a été réalisée au transit du Crabe dans l'intervalle en énergie vraie 10-3000 GeV. La comparaison des distributions du Monte-Carlo aux données réelles collectées en 2003 (On-Off) illustre le fait que la variable ξ caractérise correctement le signal gamma (*cf.* figure 10.14). Il s'avère que les distributions obtenues sur des simulations de gamma en provenance de M31 ne sont guère différentes de celles obtenues pour le Crabe (Monte-Carlo au transit, et données On-Off). C'est là une information précieuse car le Crabe constitue la seule calibration pertinente qualifiant véritablement la forme du signal gamma dans CELESTE.

10.3.3 Résultat de l'analyse des données M31

Les coupures finalement retenues sont les suivantes :

- $R_4 > 1.1$ pour les données à 5 groupes et $R_5 > 1.1$ pour les données à 6 groupes ;
- $\xi < 0.45$;

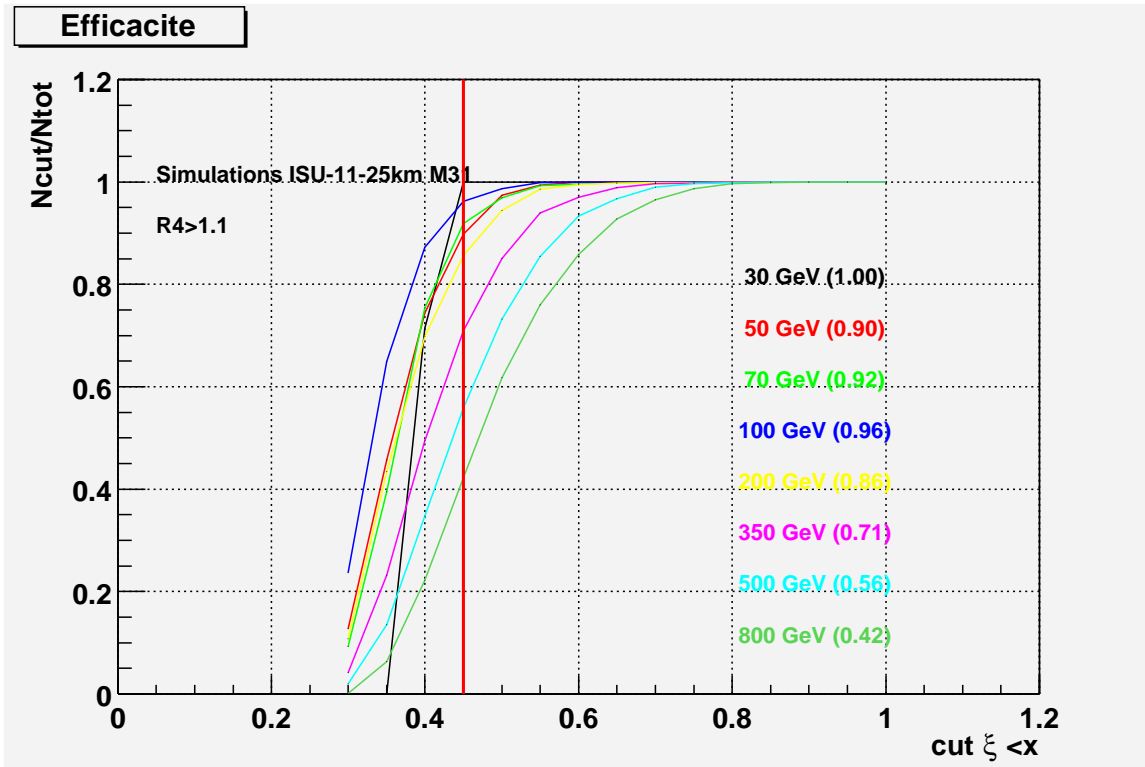


FIG. 10.11 – Efficacité de la coupure sur ξ : en abscisse le niveau de la coupure appliquée selon $\xi < x$ (i.e. on conserve les événements tels que $\xi < x$; voir les distributions sur la figure 10.8), et en ordonnée l'efficacité définie selon $\epsilon = N_{cut}/N_{tot}$, pour une statistique déjà contrainte par une sélection en majorité 4/5 et en redéclenchement logiciel selon $R_4 > 1.1$. Cette figure illustre le cas de gamma simulés à différentes énergies fixes (30, 50, 70, 100, 200, 350, 500 et 800 GeV) pour un mode de pointé double (11-25 km) vers le transit de M31. Entre parenthèses sont mentionnées les efficacités correspondant à la coupure $\xi < 0.45$.

– $NbPicsVeto = 0$ (contrainte relaxée pour la statistique finale).

Les corrections de temps morts (efficacité d'acquisition et du module V486) sont appliquées événement par événement et type par type. Les résultats finaux sont présentés dans le tableau 10.3, et la distribution de la différence On-Off pour la variable ξ est montrée sur la figure 10.17.

Aucun signal significatif n'apparaît dans le cadre de cette analyse, pour une statistique correspondant à 10 heures d'observation directe, et collectée sur une campagne de trois années (2001-04). Certes, ce temps d'exposition est bien faible, et l'on peut déplorer avec regret les mauvaises conditions atmosphériques sans lesquelles la statistique aurait pu être beaucoup plus importante.

a) Stabilité du résultat

Nous avons contrôlé la stabilité de ces résultats en faisant varier la coupure sur la principale variable discriminante ξ . Ceci est illustré sur la figure 10.18 : la significativité globale pour chaque saison d'observation (courbes grasses en noir) est peu sensible à

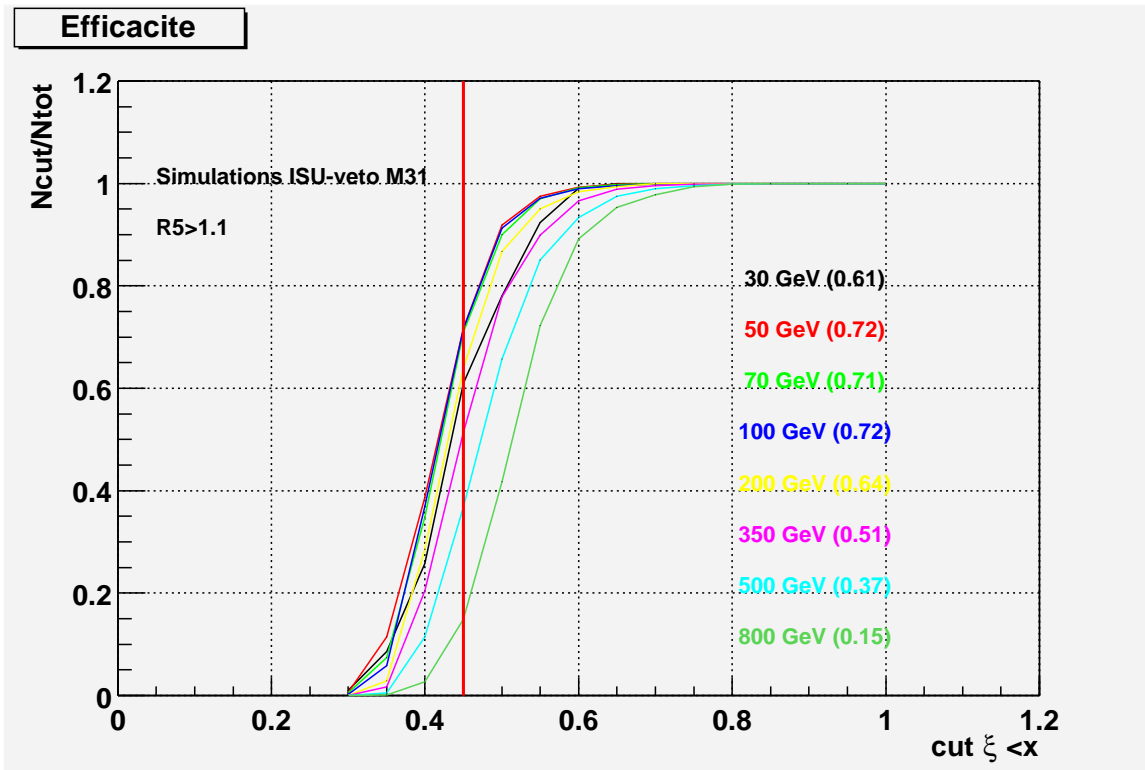


FIG. 10.12 – *Figure identique à la figure 10.11, mais des gamma simulés en mode de pointé convergent à 11 km en configuration veto au transit de M31 (voir figure 10.11 pour explications). La statistique est cette fois contrainte selon une sélection $R_5 > 1.1$.*

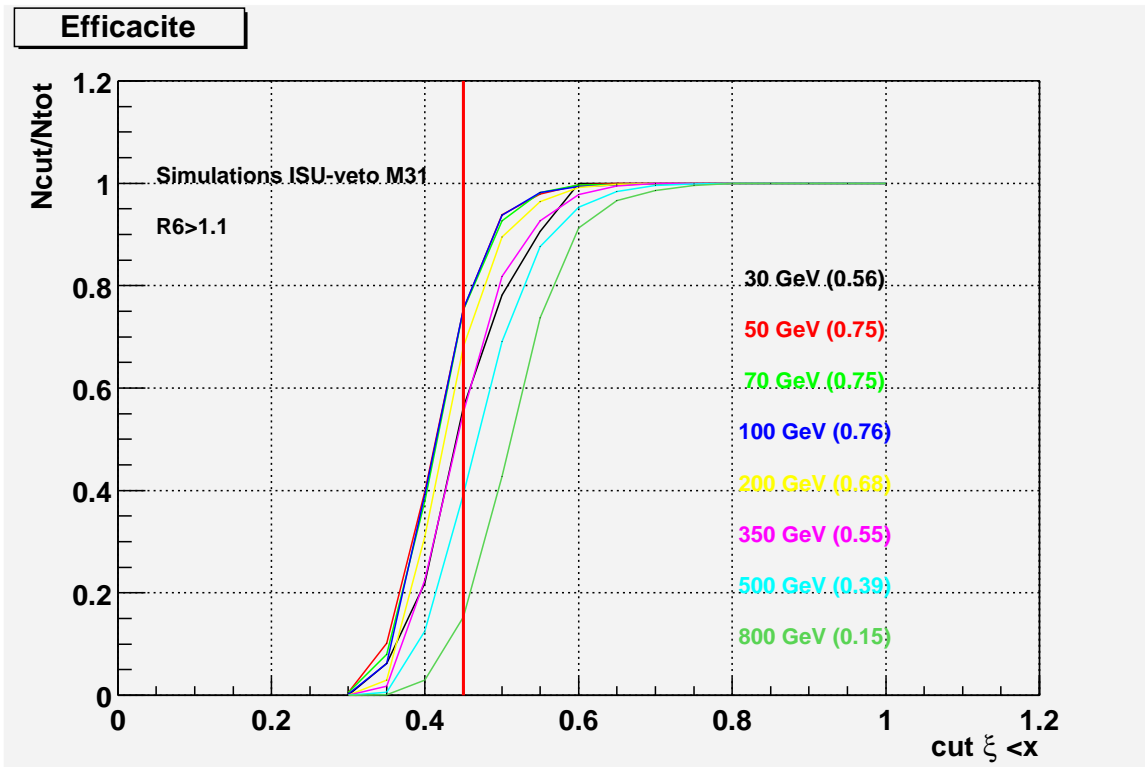


FIG. 10.13 – *Idem figure 10.12, mais pour une sélection selon $R_6 > 1.1$.*

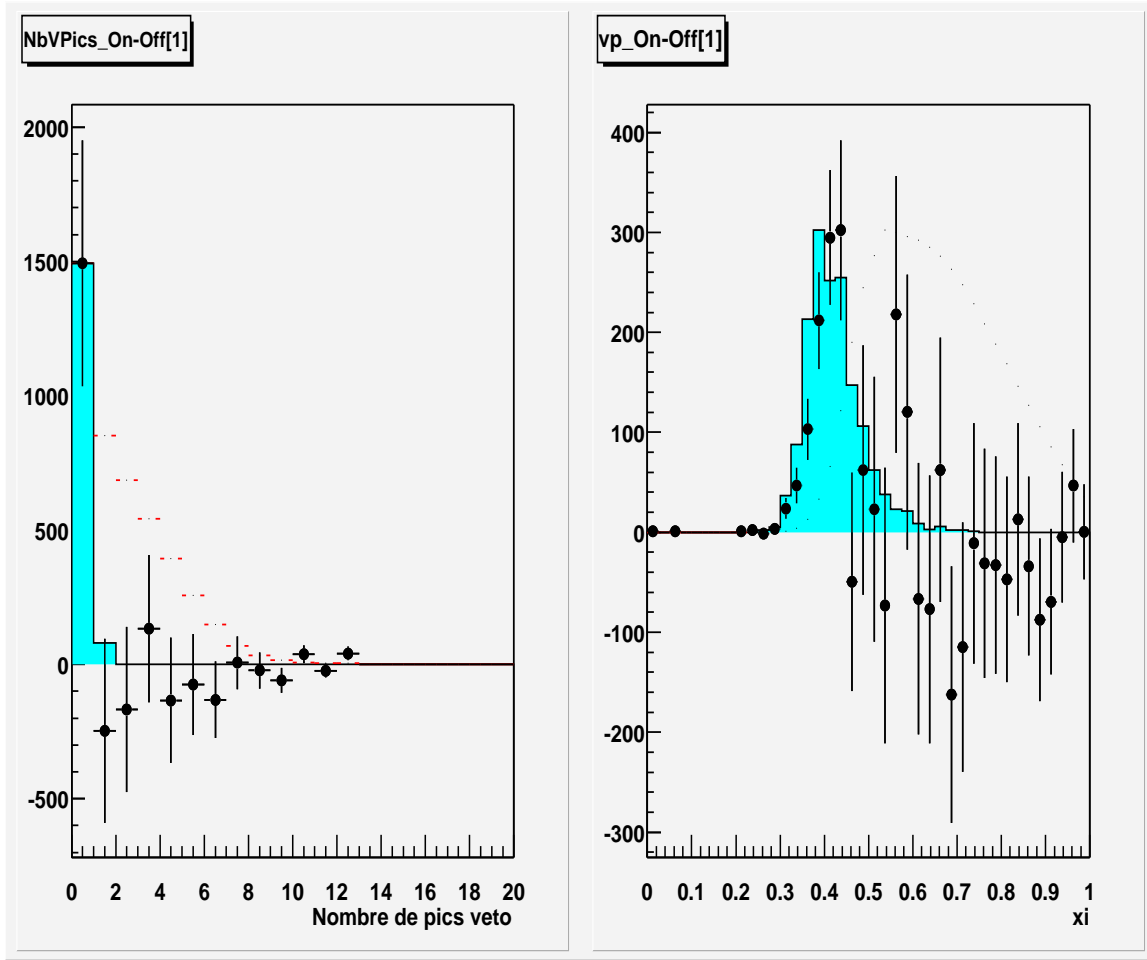


FIG. 10.14 – Comparaison des distributions de ξ et du nombre de pics veto entre une simulation d'un spectre de gamma en E^{-2} entre 10 et 3000 GeV (en turquoise) et le On-Off du Crabe pour l'année 2003 (en noir). Une coupure $R5 > 1.1$ a été préalablement appliquée. Le Off est représenté en pointillés, moyennant une normalisation arbitraire.

une variation de la coupure (définie selon $\xi < \text{abscisse}$), et l'on remarque en particulier l'absence de grosses fluctuations. A contrario, on voit sur la même figure qu'un signal apparaît nettement pour les données du Crabe. Ceci illustre l'absence d'effets systématiques majeurs, comme ceux pouvant provenir de la correction d'efficacité par type d'événement.

b) Recherche de signal par intervalles d'énergie

Dans le cadre de la détection indirecte de matière noire, il est essentiel de garder à l'esprit que le spectre en énergie décroît de façon exponentielle. Ceci se traduit par le fait qu'un éventuel signal d'annihilation de neutralinos serait dominant à basse énergie, ce qui correspond aux basses charges du lot statistique de données.

Afin d'effectuer une recherche de signal ciblée sur les basses charges, nous avons utilisé l'estimateur d'énergie associé à une configuration à 53 héliostats décrit dans le chapitre précédent. Bien entendu, comme nous l'avons déjà précisé, cet estimateur est rudimentaire, et n'a pas été optimisé pour une analyse fine en énergie. Aussi faudra-t-il ne pas prêter un sens trop précis aux encadrements formulés en GeV dans ce qui va

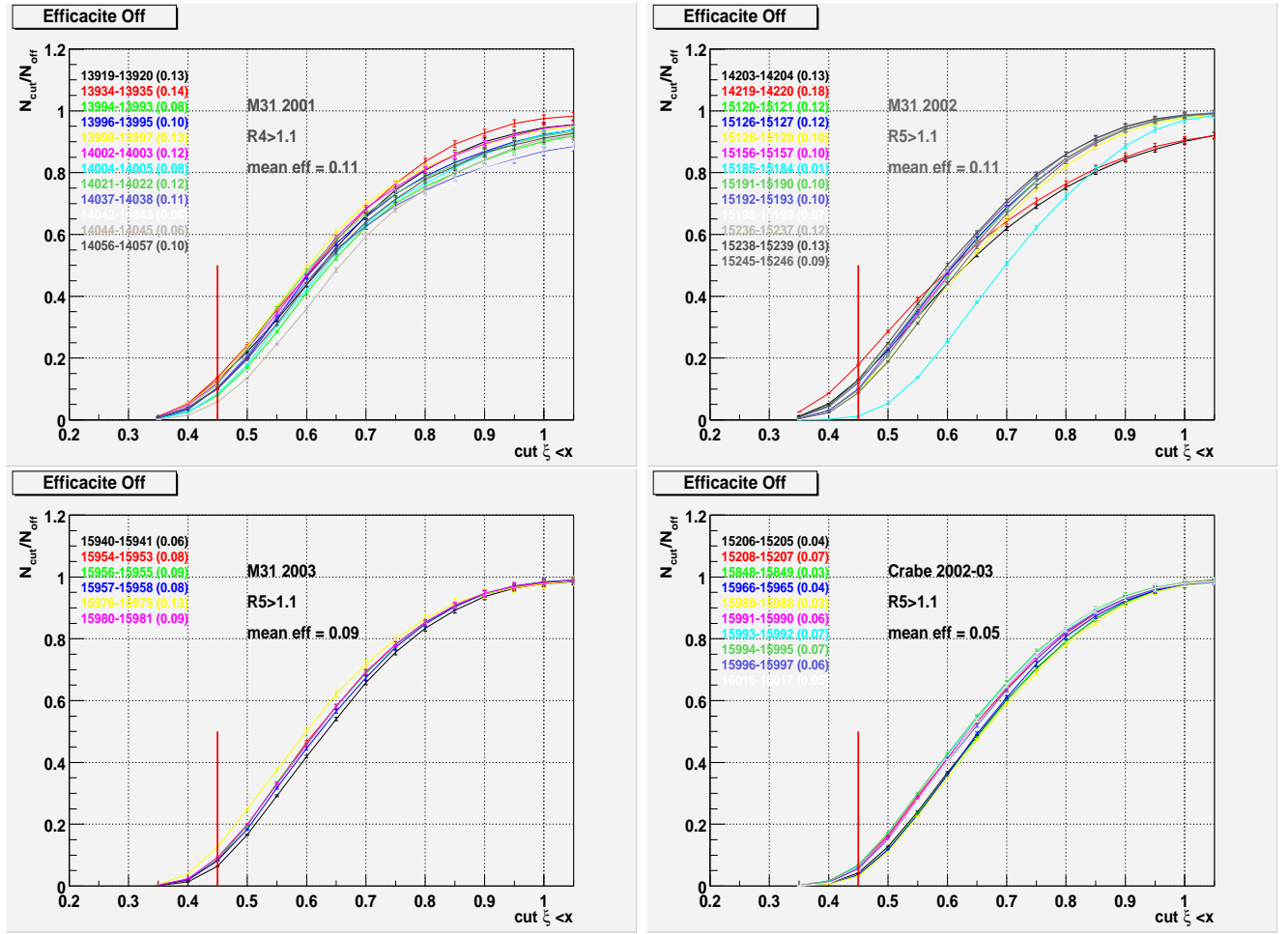


FIG. 10.15 – De gauche à droite, de haut en bas : courbes d’efficacité pour les Off des paires M31, et pour les Off des paires du Crabe, en fonction de la coupure appliquée en ξ (cf. légende figure 10.11 pour une grille de lecture). L’efficacité moyenne pondérée pour une coupure en $\xi < 0.45$ est mentionnée en gras pour chaque cas. Le segment vertical rouge indique la coupure standard.

suivre. Toutefois, cet estimateur a un sens physique puisqu’il est corrélé à la charge collectée.

Nous avons procédé à une recherche de signal par seuils et par intervalles d’énergie. Tout d’abord, nous avons considéré tous les événements sélectionnés par les coupures d’analyse d’énergies inférieures à différents seuils : 50, 100, 150, 200 et 300 GeV. Cette étude n’a révélé aucun excès significatif, et révèle une grande stabilité en accord avec le résultat global présenté dans le paragraphe précédent. Une recherche a aussi été menée dans différents intervalles d’énergie : $[0 - 100]$, $[100 - 200]$, $[200 - 300]$ et $[300 - 400]$ GeV, menant aux mêmes conclusions. Les résultats sont présentés quantitativement dans le tableau 10.4.

Coupure appliquée	Nombre total d'événements On-source	Nombre total d'événements Off-source	Soustraction On-Off	Significativité N_σ
aucune*	495089	496833	-1744	-1.75
$R_i > 1.1$	322624	325679	-3055	-2.25
$+\xi < 0.45$	33674	34022	-348	-1.14
$+NbPicsVeto = 0$	24199	24513	-314	-1.23
Total avec 6/6 pour 2002-03	27894	28111	-217	-0.79

TAB. 10.3 – *Statistique finale de l'analyse des données M31, pour une durée totale d'exposition On-source de 9.89 h. La variable R_i est R_4 pour les données 3/5 (2001), et R_5 pour les données 4/6 (2002-04). Les nombres ci-dessus sont corrigés des efficacités d'acquisition et du module V486. Les deux dernières lignes du tableau servent à évaluer l'effet d'une correction d'efficacité type par type : on sélectionne une majorité 6/6 ($R_6 > 1.1$) pour les données 2002-03 ; la coupure appliquée est ici $\xi < 0.45$. La dérivation d'une limite en flux est faite avec les valeurs en gras. (* sans correction d'efficacité).*

Intervalle en énergie (GeV)	Nombre total d'événements On-source	Nombre total d'événements Off-source	Soustraction On-Off	Significativité N_σ
$E_\gamma \leq 50$	5677	5814	-137	-1.12
$E_\gamma \leq 100$	15438	15613	-175	-0.87
$E_\gamma \leq 150$	21026	21382	-356	-1.51
$E_\gamma \leq 200$	24345	24686	-341	-1.34
$100 \leq E_\gamma \leq 200$	8925	9101	-176	-1.18
$200 \leq E_\gamma \leq 300$	3378	3355	23	0.26
$300 \leq E_\gamma \leq 400$	1564	1520	44	0.73

TAB. 10.4 – *Recherche de signal par intervalles d'énergie. La sélection standard (coupures d'analyse) a été appliquée avant la soustraction On-Off, et les nombres d'événements sont corrigés des efficacités. Aucun excès n'est mis en évidence.*

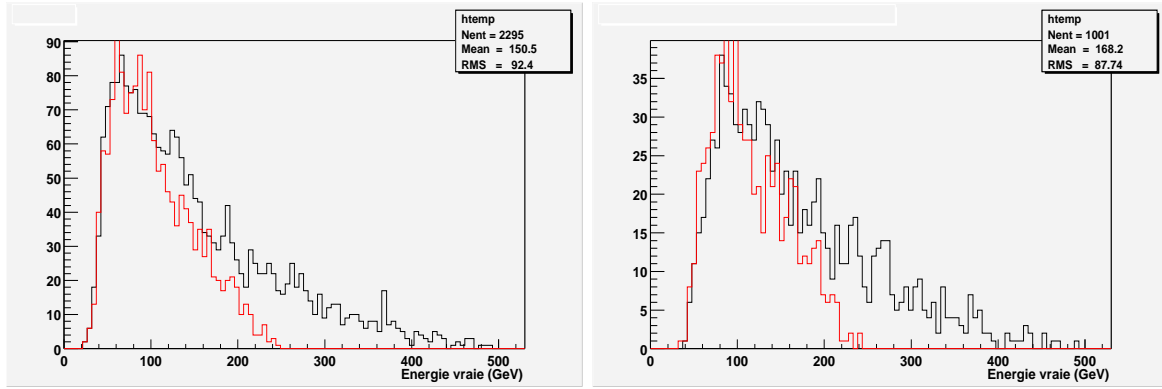


FIG. 10.16 – Distributions en énergie vraie pour des spectres de type “matière noire”, avec des neutralinos de masses $M_\chi = 250$ et 500 GeV (respectivement en rouge et noir), simulés avec une limite inférieure de 20 GeV. À gauche : les distributions au niveau du déclenchement. À droite : après coupures d’analyse selon $\xi < 0.45$ et $R_5 > 1.1$.

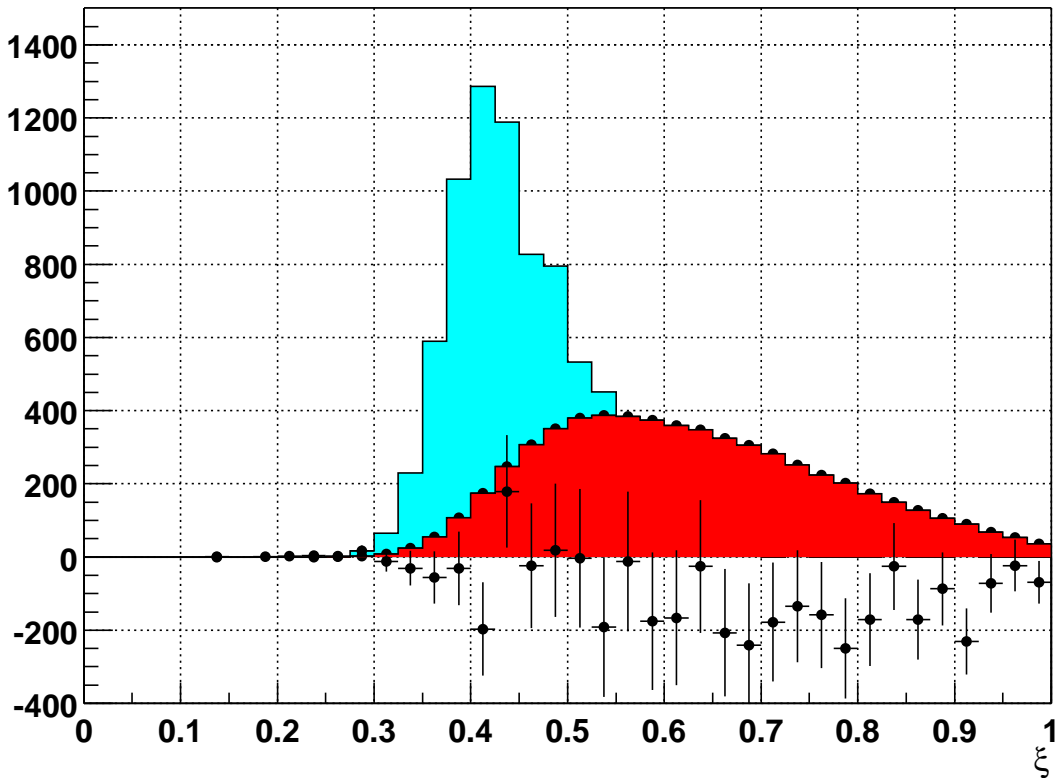


FIG. 10.17 – Distribution de la différence On-Off pour la principale variable discriminante ξ pour les données M31 2001-03. Une sélection en majorité $N_{\max} - 1$ ainsi qu’une élévation du seuil de 10% ont été préalablement appliquées. Les distributions d’une simulation d’un spectre correspondant à une masse $m_\chi = 500$ GeV (en bleu) et des données Off uniquement (en rouge) ont été superposées, avec une normalisation à 5000 événements arbitraire.

10.4 Acceptance de CELESTE pour M31

L’acceptance, ou surface effective de détection, est déterminée grâce au Monte-Carlo gamma. C’est en général une fonction de l’énergie, de l’angle d’arrivée des gerbes par

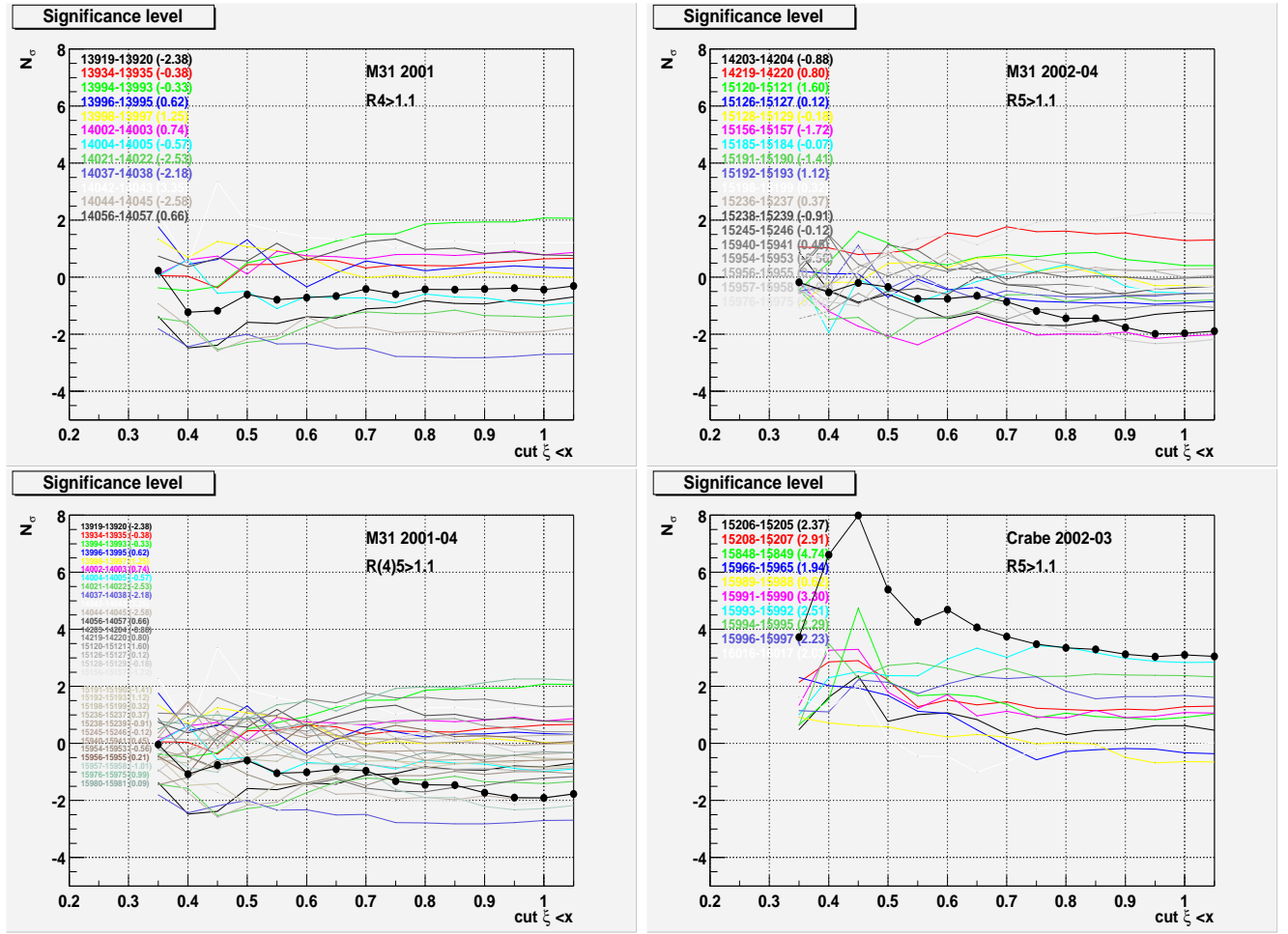


FIG. 10.18 – Vérification de la stabilité du résultat obtenu sur les données M31 (significativité en fonction de la coupure appliquée sur la principale variable discriminante ξ). La coupure $\xi < \text{abscisse}$ est appliqué sur chaque lot de données (double pointé : 2001-02, pointé 11 km veto : 2002-04 et le total : 2001-04), et l'on constate une significativité (gros points noirs pour la significativité totale du lot) compatible avec l'absence de signal, même autour de la coupure $\xi < 0.45$. La même procédure de vérification a été appliquée pour les données du Crabe (en bas à droite).

rapport à la ligne de visée et de l'angle zénital (PSF). Nous ne prendrons en compte ici que la dépendance en énergie, et des effets dû à un décalage du transit. En effet, si l'on fait l'hypothèse d'une source ponctuelle, les gerbes issues de gamma de M31 arrivent le long de la ligne de visée (l'acceptance aux hadrons doit en revanche tenir compte de l'angle d'impact).

L'acceptance est entièrement déterminée par les paramètres des simulations. Soit $N_{\text{gén}}(E)$ le nombre de gerbes générées à l'énergie E , tirées aléatoirement sur toute la surface d'un disque de rayon R , et soit $N_{\text{déc}}(E)$ (respectivement $N_{\text{coup}}(E)$) le nombre de gerbes ayant déclenché le détecteur (dans les coupures d'analyse); on peut dès lors définir l'acceptance

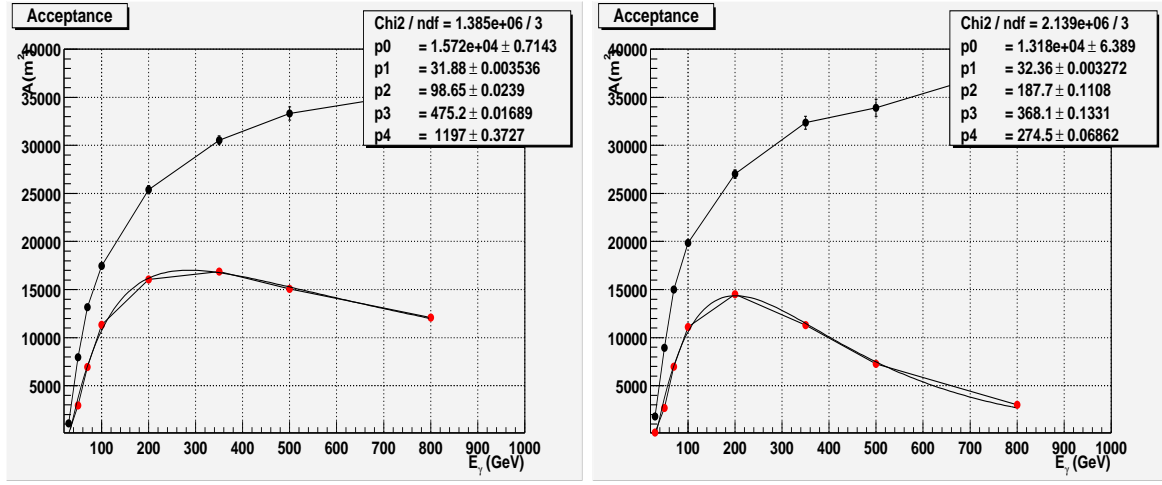


FIG. 10.19 – À gauche : surface effective en fonction de l'énergie vraie dans la configuration double pointé 11-25 km. À droite : idem dans la configuration pointé convergent à 11 km + véto. Les points noirs représentent la surface effective au niveau du déclenchement et les points rouges après coupures $R_i > 1.1$ ($i = 4, 5$ respectivement pour 11-25 km et pour 11 km véto) et $\xi < 0.45$. Les encarts montrent les paramètres d'ajustement selon l'équation 10.7.

$\mathcal{A}(E)$ selon :

$$\mathcal{A}_{\text{déc}}(E) = \frac{N_{\text{déc}}}{N_{\text{gén}}} \times \pi R^2 ; \quad (10.5)$$

$$\mathcal{A}_{\text{coup}}(E) = \frac{N_{\text{coup}}}{N_{\text{gén}}} \times \pi R^2 . \quad (10.6)$$

On détermine les fonctions $\mathcal{A}(E)$ en ajustant de façon adéquate les quantités obtenues pour chaque simulation à énergie fixes. La paramétrisation retenue pour l'acceptance après coupures d'analyse est la suivante :

$$\mathcal{A}_{\text{coup}}(E) = A_0 \left(1 - e^{-\frac{(E-E_{c1})}{E_u}}\right) e^{-\frac{(E-E_{c2})}{E_d}} \quad (10.7)$$

E_{c1} , E_u (partie montante), E_{c2} et E_d (partie descendante) sont les paramètres de l'ajustement. Cette fonction a l'avantage de pouvoir être utilisée pour les configurations double pointé et véto, comme le montre la figure 10.19.

Par ailleurs, afin de déterminer une limite expérimentale la plus en accord avec les données analysées, on utilisera les ajustements de simulations au transit pour les configurations double pointé 11-25 km et pointé véto à 11 km. On déterminera ainsi une acceptance globale en appliquant une pondération issue des données selon :

$$\mathcal{A}_{\text{coup}}^{\text{tot}}(E) = \frac{N_{11-25 \text{ km}}}{N_{\text{tot}}} \times \mathcal{A}_{\text{coup}}^{11-25 \text{ km}}(E) + \frac{N_{\text{véto}}}{N_{\text{tot}}} \times \mathcal{A}_{\text{coup}}^{\text{véto}}(E) ; \quad (10.8)$$

où N représente le nombre d'événements dans les coupures d'analyse.

10.5 Erreurs systématiques

De nombreuses calibrations ont été effectuées à l’automne 2001, et les méthodes d’analyse ont montré leur fiabilité sur le Crabe en 2004. Les principales incertitudes proviennent des fluctuations atmosphériques (fluctuations dans le développement des gerbes) ainsi que de l’échelle absolue en énergie de CELESTE. À ces égards, deux études rigoureuses ont été menées dans le but de combler notre manque d’information dans ces domaines. D’une part, Javier Bussons Gordo a pris la responsabilité d’une étude sur l’atmosphère au moyen d’un LIDAR [137], et David Smith a effectué indépendamment un travail de photométrie basée sur l’étude des courants d’anode des photomultiplicateurs [136].

Il s’en est suivi une refonte des caractéristiques de l’optique de CELESTE dans la simulation (essentiellement l’ajout d’une défocalisation intrinsèque des miroirs), la réestimation des efficacités quantiques des photomultiplicateurs, et la détermination expérimentale d’une table d’extinction atmosphérique propre au site de Thémis. La prise en compte de toutes ces modifications au travers des simulations du détecteur sont encore à l’étude, et il est à ce stade difficile de chiffrer précisément un effet global.

Les mesures effectuées grâce au LIDAR ont permis de caractériser l’atmosphère sur le site de Thémis tout au long des campagnes d’observations de 2002 à 2004. Il en ressort, pour l’ensemble des données de CELESTE ayant été retenues pour l’analyse (Crabe, Mrk421 et M31), que l’atmosphère est un peu plus transparente que l’atmosphère “US standard” utilisée dans les simulations. A contrario, l’optique devant être relativement dégradée (défocalisation jusqu’à 10%), ce sera le facteur dominant. Cela aura des conséquences non seulement en terme de seuil, mais aussi en terme d’acceptance relative. En effet, dans les simulations, les événements de plus basse charge ne passeront plus le seuil de déclenchement, et l’acceptance se trouvera décalée vers les plus hautes énergies. La variation de la forme globale de l’acceptance, ainsi que de la position en énergie de son maximum est en revanche difficile à estimer. En effet, une telle modification des caractéristiques du détecteur peut aussi affecter la forme des distributions des variables discriminantes.

Dans l’état actuel de nos connaissances, et en attendant d’analyser plus finement les résultats des dernières simulations, nous considérerons une variation de 30% du seuil tel que défini par le zéro de l’acceptance, et décalerons artificiellement la forme de cette dernière afin de déterminer l’effet sur la limite en flux. Cet effet sera évalué dans la prochaine partie.

10.6 Première limite supérieure en flux à 50 GeV pour M31

10.6.1 Limite pour des sources classiques

Aucun signal gamma en provenance de M31 n’a été détecté dans CELESTE au cours de trois saisons d’observations. En l’absence de détection, ces 10 heures de données nous donnent donc in fine une estimation du niveau de fluctuation du bruit de fond (hadrons). Une méthode pour poser une limite sur un flux repose sur l’assertion suivante : en l’absence de signal, le flux réel ne peut être supérieur aux fluctuations statistiques du bruit de fond.

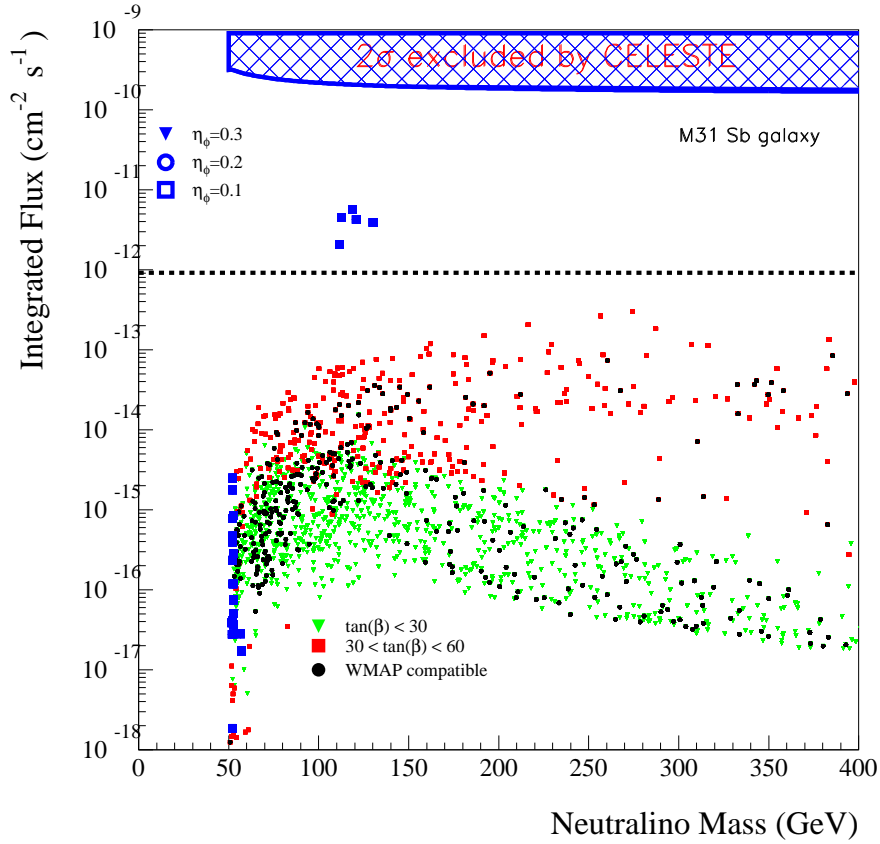


FIG. 10.20 – Limite expérimentale de CELESTE à 2σ sur les flux de gamma issus d’annihilations de neutralinos dans M31 (hachurée en bleu).

Pour une limite à $N_{\text{CL}} \sigma$, il vient :

$$\Phi(E_\gamma \geq E_{\text{seuil}}) \leq \frac{N_{\text{CL}} \times \sqrt{2(\delta\tilde{N}_{\text{Off}})^2} \times \int_{E_{\text{seuil}}}^{\infty} f(E_\gamma) dE_\gamma}{T_{\text{obs}} \int_{E_{\text{seuil}}}^{\infty} \mathcal{A}(E_\gamma) f(E_\gamma) dE_\gamma} \quad (10.9)$$

où la racine carrée est l’estimation des fluctuations du bruit de fond ⁴, et $f(E_\gamma)$ une forme spectrale. On utilisera l’acceptance définie par l’équation 10.8.

Cette limite dépend donc explicitement du spectre. Pour des spectres classiques en loi de puissance en $E_\gamma^{-\beta}$, on dérive les limites suivantes (à 2σ) :

$$\Phi(E_\gamma \geq 50\text{GeV}) \leq \begin{cases} (1.6 \pm 0.5) \times 10^{-10} \text{ph.cm}^{-2}\text{s}^{-1} & \text{pour } \beta = 1; \\ (1.5 \pm 0.4) \times 10^{-10} \text{ph.cm}^{-2}\text{s}^{-1} & \text{pour } \beta = 2; \\ (1.9 \pm 0.6) \times 10^{-10} \text{ph.cm}^{-2}\text{s}^{-1} & \text{pour } \beta = 3. \end{cases} \quad (10.10)$$

⁴Le bruit de fond est poissonnien.

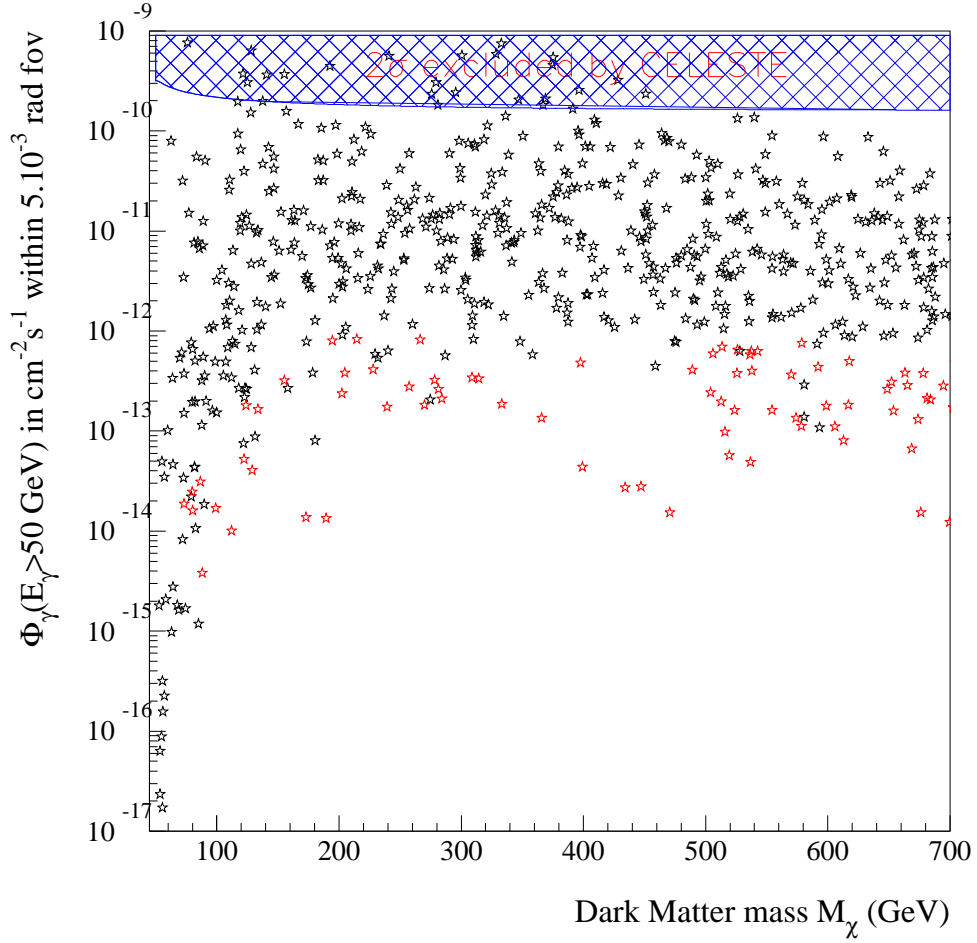


FIG. 10.21 – Limite expérimentale de CELESTE à 2σ pour M31 sur les flux de gamma prédits dans le cadre de la modélisation effective discutée dans le chapitre 5. (hachurée en bleu). Les points rouges permettent de distinguer les modèles ayant des abondances fossiles $\Omega_\chi h^2 > 10^{-2}$.

10.6.2 Limite supérieure pour des gamma issus d’annihilations de neutralinos

Comme nous l’avons déjà mentionné, le spectre en énergie pour des gamma issus de l’annihilation de neutralinos dépend de leur masse m_χ . Aussi, la limite en flux intégré sera elle aussi une fonction de m_χ . En prenant une forme spectrale de production de photons par hadronisation telle que définie par l’équation 5.87, on peut déterminer numériquement cette limite pour un intervalle de masse donné. Le résultat est représenté graphiquement sur la figure 10.20.

Au regard de cette limite supérieure, il est clair que la sensibilité de CELESTE est bien au-delà de la zone de l’espace des paramètres supersymétrique d’intérêt, même si quelques modèles réhabilités par une cosmologie quintessentielle auraient pu être atteints par un temps d’observation beaucoup plus important. On peut toutefois exclure toute combinaison de modèles supersymétriques et de facteur astrophysique ou cosmologique d’augmentation telle que les flux prédits dépassent un niveau fixé à $\sim 10^{-10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Une telle limite peut aussi contraindre les flux de gamma prédits dans le cadre de la modélisation effective de matière sombre fermionique déjà discutée dans le chapitre 5. On peut remarquer sur la figure 10.21 que la mesure réalisée par CELESTE est plus contraignante pour une telle modélisation que pour la supersymétrie. Cela est encore plus limpide si l'on relaxe la contrainte cosmologique d'une densité relique proche de celle mesurée par WMAP : dans ce cas, certains modèles sont dorés et déjà exclus par CELESTE ⁵. C'est là une illustration de l'intérêt de ce type d'approche effective, qui permet l'existence de configurations de couplages interdites dans le MSSM. La combinaison de ce résultat expérimental et de ces modèles donne un résultat très encourageant dans le cadre de la détection indirecte de matière noire. En effet, l'arrivée prochaine d'expériences à effet Čerenkov atmosphérique à bas seuil et grande sensibilité (HESS 2, VERITAS, MAGIC), permettront une exploration plus profonde de l'espace de tels paramètres.

Il est possible, moyennant quelques approximations que nous détaillerons ci-après, de comparer les potentiels expérimentaux en astronomie gamma pour la détection indirecte de matière noire. En effet, le flux du continuum dépendant explicitement de la section efficace moyenne d'annihilation en quarks et/ou bosons, du nombre moyen de photons émis par processus et par intervalle d'énergie, ainsi que de la masse de la particule s'annihilant, on peut envisager de tracer sur un même graphe des courbes de sensibilité dans le plan $\{ \langle \sigma v \rangle_{\text{quarks}}, m_\chi \}$. Cela nécessite toutefois une approximation forte sur le nombre de photons moyen émis, du fait que les rapports d'embranchement peuvent être différents d'un modèle (susy ou effectif) à l'autre. On prendra donc ce nombre moyen identique pour chaque modèle, en gardant à l'esprit le caractère purement indicatif et approximatif des graphes résultants. De même, on négligera l'influence du spectre sur la sensibilité expérimentale. En définissant le flux intégré minimum accessible à une expérience par $\Phi_{\text{min}}(E_{\text{seuil}})$, associé à l'énergie seuil E_{seuil} , la section efficace minimale peut s'écrire :

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{min}} = \frac{8\pi m_\chi^2 \Phi_{\text{min}}(E_{\text{seuil}})}{N_\gamma(E_{\text{seuil}})\Sigma} \quad (10.11)$$

où $N_\gamma(E_{\text{seuil}})$ est le nombre de photons moyen produit par fragmentation de quarks au-delà du seuil E_{seuil} , et défini par l'équation 5.88 ; Σ est le facteur astrophysique. Bien que ce dernier dépende de la résolution angulaire de chaque expérience, nous prendrons une valeur générique dans le cadre de nos comparaisons, c'est-à-dire celui de M31 calculé pour CELESTE ($\sim 3 \times 10^{19} \text{ GeV}^2 \text{cm}^{-5}$, cf. § 4.2). La figure 10.22 propose une comparaison des potentiels de détection indirecte pour différents couples {sensibilité, seuil}, que l'on pourra associer aux expériences en cours ou futures. Ainsi, les couples $\{10^{-10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}, 50 \text{ GeV}\}$, $\{10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}, 100 \text{ GeV}\}$ et $\{10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}, 50 \text{ GeV}\}$, ainsi que $\{10^{-8} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}, 0.1 \text{ GeV}\}$ et $\{10^{-10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}, 0.1 \text{ GeV}\}$, peuvent, de manière approximative, mimer les performances respectives de CELESTE, HESS (ou VERITAS) et HESS-2 (expériences au sol – sensibilité pour 10 heures de pause), ainsi que de EGRET et GLAST (expériences spatiales – sensibilité pour 1 an de prise de données).

10.7 Conclusion

Ainsi donc, au terme de trois années d'observation, aucun signal gamma issu de M31 n'aura été mis en évidence avec le télescope CELESTE. On peut déplorer les mauvaises

⁵Ces modèles sont aussi exclus par la limite d'EGRET.

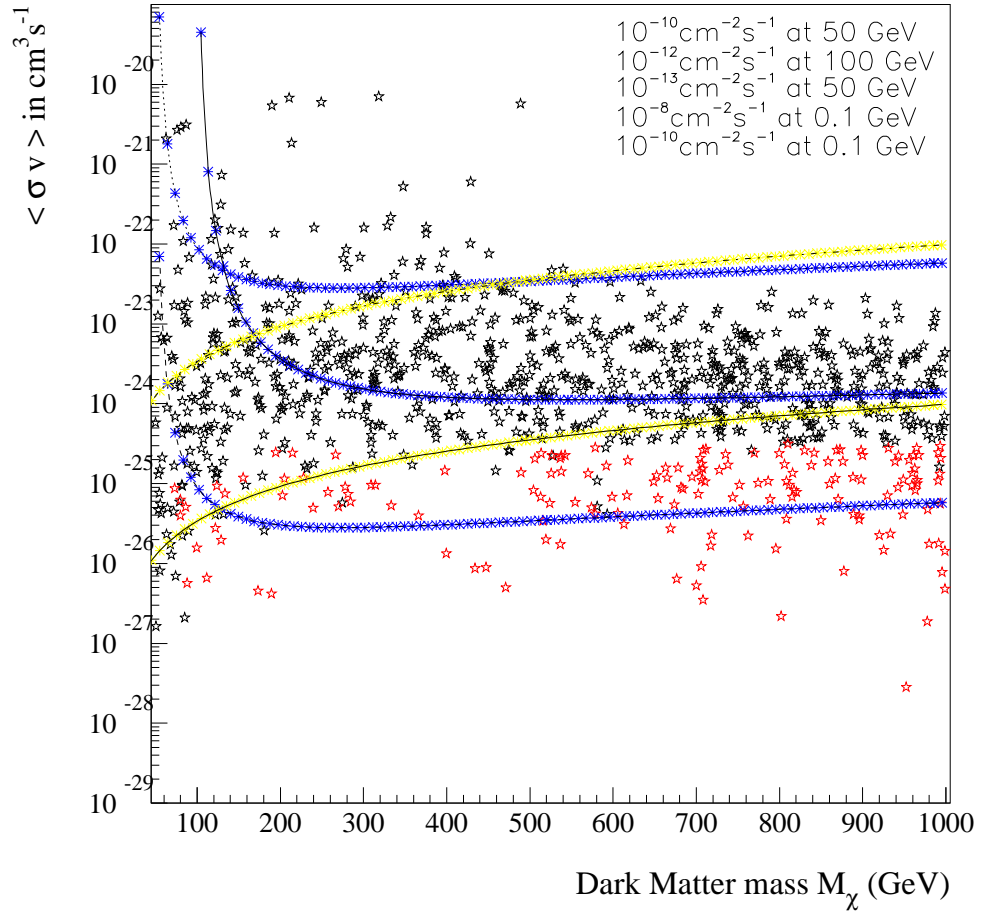


FIG. 10.22 – Graphe du produit $\langle \sigma v \rangle_{\text{quarks}}$ en fonction de la masse m_χ d'une particule de matière noire. Les produits $\langle \sigma v \rangle_{\text{min}}$ associés à différents couples {sensibilité, seuil} sont tracés (les trois courbes bleues de haut en bas correspondant aux trois premières lignes de la légende – expériences au sol –, les deux jaunes correspondant aux deux dernières lignes – expériences spatiales). On peut se référer au § 10.6.2 pour plus de détails.

conditions météorologiques qui ont sans cesse perturbé la prise de données, et qui limitent le temps d'exposition utilisable à seulement 10 heures. Par ailleurs, l'apparition d'un nouveau temps mort du fait de la brillance relativement forte de cette source a nécessité de nombreuses précautions, comme la détermination des efficacités par types d'événements, et la correction des temps morts événement par événement. Il aurait été intéressant d'ajouter à la statistique finale les événements de plus basse majorité, mais les écarts d'efficacités entre le On et le Off sont tels qu'une étude plus spécifique devra être menée ultérieurement.

Certes, la limite supérieure en flux résultant de cette analyse est peu contraignante pour la supersymétrie. Il faut toutefois garder à l'esprit qu'elle peut le devenir pour toute modification du modèle astrophysique ayant pour conséquence un fort facteur d'augmentation sur les flux de photons gamma (effet d'un trou noir par exemple).

Soulignons toutefois le caractère beaucoup plus contraignant de cette mesure sur les flux prédits dans le cadre d'une approche effective, indépendante de la supersymétrie et de tout autre modèle phénoménologique usuel ; surtout lorsque la contrainte d'une densité relique $\Omega_\chi h^2 \sim 0.1$ est relaxée.

Enfin, on peut se féliciter d'un tel résultat expérimental, puisqu'il s'agit de la première limite supérieure en flux d'émission gamma à des énergies supérieures à celles d'EGRET, et en-deçà de 100 GeV. Il est évidemment complémentaire des précédentes limites d'EGRET correspondant à un seuil d'environ 100 MeV ($\sim 10^{-8} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), et de celle posée par la collaboration HEGRA [138] pour des photons gamma au-delà du TeV ($\sim 10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$).

Chapitre 11.

Conclusion

Ainsi donc, nous avons tâché dans ce mémoire de développer les problématiques inhérentes à la détection indirecte en astronomie gamma d'une matière sombre s'annihilant dans les halos de galaxies, à la fois d'un point de vue phénoménologique et d'un point de vue expérimental.

À cette fin, nous avons d'abord introduit la matière sombre dans un cadre cosmologique, avant de présenter succinctement l'un des modèles de physique des particules au-delà du modèle standard les plus étudiés : l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM). Nous avons rappelé comment le paradigme supersymétrique pouvait offrir un candidat naturel à la masse manquante, moyennant la conservation d'une symétrie discrète appelée R-parité. Cette particule, le plus souvent le neutralino en supergravité minimale, est un fermion de Majorana de section efficace faible, et dont l'abondance relique pourrait être en bon accord avec les mesures effectuées sur le fond diffus cosmologique.

Après en avoir résumé les principes, nous avons détaillé les différentes étapes destinées aux prédictions de flux du rayonnement gamma issu de l'annihilation de neutralinos dans la galaxie spirale M31 et la galaxie naine sphéroïdale Draco : la modélisation des profils de densité et le balayage de l'espace des paramètres supersymétriques. Nous avons mis en relief l'intensité très faible du rayonnement gamma attendu en provenance de ces sources. Si des facteurs astrophysiques ou une cosmologie non standard peuvent cependant modifier quelque peu ces estimations, le constat de cette limitation nous a incité à sonder plus précisément les contraintes liées à la nature quantique de la matière sombre, indépendamment des modèles phénoménologiques usuels. Pour ce faire, nous avons élaboré un lagrangien effectif décrivant simplement les interactions d'un fermion de Majorana ou de Dirac avec la matière ordinaire, et dont les paramètres libres sont les couplages et les masses de bosons messagers scalaires supplémentaires ; ces derniers permettant l'intégration d'interactions non standard. Nous avons dérivé analytiquement la section efficace totale d'annihilation puis résolu numériquement l'équation de Boltzmann utile à l'estimation de la densité relique. Par ailleurs, nous avons modélisé le spectre de photons issus de l'hadronisation des quarks des états finals en comparant un ajustement phénoménologique à des simulations de fragmentations à plusieurs énergies et dans différents canaux. Cette étude, synthétisée dans un outil numérique global, nous a permis de balayer très largement un espace des paramètres caractérisé par les couplages et masses effectifs, et d'estimer non seulement l'abondance fossile, mais aussi

le niveau de flux accessible par nos modèles de matière sombre fermionique de Majorana. Nous avons mis en évidence que la seule contrainte d'une densité fossile compatible avec les mesures actuelles réalisées sur le fond diffus cosmologique limitait intrinsèquement la section efficace d'annihilation et le niveau de flux de photons gamma accessible. Ce niveau étant malgré tout relativement plus favorable qu'en supersymétrie, nous avons discuté de la manière dont notre modélisation pouvait être comparée avec le MSSM, et décrit comment, compte tenu de l'indépendance de nos couplages aux scalaires des masses des fermions sortants, il en résultait une approche plus générale. Bien que l'étude numérique de ce lagrangien effectif souffre d'un algorithme assez rudimentaire qu'il faudra améliorer ultérieurement, elle permet de mieux comprendre l'influence des interactions considérées sur les caractéristiques phénoménologiques de la matière sombre. Elle permet également la mise en abîme du scénario supersymétrique, en dégageant les contraintes spécifiquement liées soit à la nature quantique du modèle considéré, soit aux corrélations présentes dans les couplages. Des comparaisons plus quantitatives devront être effectuées afin de confirmer les remarques esquissées lors des discussions. Par ailleurs, ce type de modélisation sera complété par l'étude de matière sombre scalaire.

Dans la seconde partie de ce mémoire, destinée à décrire les méthodes instrumentales liées à la détection indirecte de matière noire supersymétrique dans le cadre de l'expérience CELESTE, nous avons présenté en premier lieu une méthode de reconstruction spectrale. Cette dernière fait usage d'un estimateur de l'énergie moyenne vraie des gamma primaires, construit au moyen d'une fonction de vraisemblance dont la caractéristique principale est de dissocier les effets de résolution des effets d'acceptance. Cette méthode a été préférée aux traditionnelles techniques utilisées en astronomie X et gamma en raison des nombreuses incertitudes sur la réponse globale du détecteur CELESTE. Ces incertitudes sont aujourd'hui en partie levées, mais étaient dominantes au moment où ce travail a été mené. De plus, une telle étude de reconstruction spectrale se devait de précéder toute tentative de détection de signaux d'annihilation de neutralinos, dans la mesure où seul le spectre en énergie des photons gamma collectés peut permettre de les distinguer d'émissions gamma classiques. Bien qu'approximative, cette méthode a donné de suffisamment bons résultats sur des simulations pour être appliquée sur les données du Crabe et de Markarian 421 des années 1999-2000.

Enfin, nous avons présenté les résultats de l'analyse des données d'observation de M31. Ces données ont été collectées sur trois années, de 2001 à 2004, et leur traitement a suscité une méthodologie particulière, principalement du fait de l'apparition d'un temps mort inattendu, conséquence de la forte brillance intrinsèque de la source. Moyennant une correction de temps mort événement par événement, nous avons procédé à une soustraction On-Off afin de supprimer la composante hadronique du lot de données sélectionnées, composante dominant la statistique globale et constituant le principal bruit de fond de CELESTE. Dans un temps efficace limité à seulement 10 heures d'observation en raison de mauvaises conditions climatiques, nous n'avons mis en évidence aucun excès significatif d'événements de type gamma. Ceci se traduit par une limite supérieure en flux intégré au-delà de 50 GeV pour différentes hypothèses spectrales. En particulier, en considérant la dépendance en masse des neutralinos des spectres caractéristiques issus de l'annihilation de matière sombre, nous avons dérivé une limite sur l'espace des paramètres supersymétriques. Si cette limite supérieure en flux est certes peu contraignante pour la supersymétrie, sa lecture peut toutefois être modifiée par la prise en compte de facteurs

astrophysiques ou cosmologiques ayant pour effet une augmentation drastique du niveau de flux de rayonnement gamma. Ce peut être le cas si l'on considère par exemple l'accrétion adiabatique d'un trou noir au cœur du halo, ayant pour effet de concentrer davantage les neutralinos dans les régions centrales, et d'augmenter significativement leur taux d'annihilation. Ce peut être aussi la conséquence d'une cosmologie quintessentielle qui autorise des sections efficaces plus grandes en accélérant le découplage thermique des neutralinos du plasma primordial durant les premiers instants de l'Univers. Soulignons par ailleurs que la limite en flux obtenue est plus contraignante dans le cadre d'une modélisation effective de matière sombre fermionique de Majorana, ce qui entérine pleinement les motivations d'une telle étude.

Il faut rappeler ici que cette mesure réalisée par CELESTE est complémentaire de celles précédemment effectuées par EGRET ($E_\gamma < 100$ GeV) et par HEGRA ($E_\gamma > 1$ TeV). Par ailleurs, de nouvelles expériences intégrant les plus récents développements en astronomie gamma pourrons très bientôt ajouter leur contribution à l'observation de M31. Des expériences satellitaires telles que GLAST ou AMS- γ fourniront des informations dans la même gamme d'énergie qu'EGRET, alors que les télescopes à effet Čerenkov atmosphériques de type imageur, VERITAS et MAGIC, situés dans l'hémisphère nord, pourront abaisser la limite de CELESTE du fait de leur plus grande sensibilité.

D'autres expériences situées dans l'hémisphère sud, telles que HESS et CANGAROO opèrent aussi dans le cadre de la détection indirecte de matière noire supersymétrique, et la détection par ces dernières (ainsi que par VERITAS) d'une forte émission du centre galactique, a donné lieu à une grande émulation. Bien qu'une annihilation de neutralinos soit difficilement conciliable avec le spectre issu de ces observations, un tel résultat expérimental illustre les très bonnes performances des instruments de dernière génération.

Bien entendu, il serait intéressant de cibler les recherches de signaux d'annihilation de neutralinos sur des sources astrophysiques dont le potentiel gravitationnel est dominé par la matière sombre. C'est le cas des galaxies naines sphéroïdales qui gravitent autour de notre galaxie, comme Draco. Draco a fait l'objet d'une campagne d'observation dans CELESTE, mais les études préliminaires effectuées sur une statistique restreinte une fois de plus en raison des conditions déplorable d'observation (météo, pics d'aérosols), ne suggèrent aucun signal. Cette source, observable depuis l'hémisphère nord, par VERITAS ou MAGIC, fournirait des contraintes intéressantes sur une matière noire s'annihilant.

Si cette étude s'inscrit globalement dans le cadre de la détection indirecte de matière noire supersymétrique en astronomie gamma, il convient de souligner la complémentarité apportée par tous les autres champs d'investigation. L'élargissement de l'intervalle en fréquences aux plus basses valeurs renseigne en effet sur l'activité électromagnétique caractérisant les sources observées : outre les photons issus de l'hadronisation, les produits d'annihilation chargés (électrons, positrons) interagissent dans le milieu interstellaire et peuvent être contraints. Dans un tout autre domaine, le LHC pourra bientôt explorer plus en avant l'espace des paramètres supersymétriques et renseignera sans doute davantage sur d'éventuelles extensions possibles du modèle standard de la physique des particules. Par ailleurs, les expériences dites de détection directe sondent précisément l'intensité des réactions du vent de matière sombre sur la matière ordinaire, et permettent de dériver des limites relativement fines. Les techniques continuent de s'améliorer, et la prise de données se fait quasiment de manière continue dans ce type de détection (Edelweiss,

CDMS, etc.). Enfin, tous les produits d'annihilation des neutralinos sont autant de contraintes sur leur densité dans les halos des galaxies : neutrinos, électrons, positrons, anti-protons, anti-deuterium, etc. De nouvelles expériences permettant les mesures dans ces canaux vont bientôt voir le jour ; on citera sans exhaustivité : ANTARES (neutrinos), PAMELA (rayons cosmiques) et AMS2 (rayons cosmiques).

Enfin, nous concluons ce mémoire sur ces questions fascinantes de la physique moderne qui restent inlassablement posées et qui ont elles aussi contribué, d'une certaine façon, de par leur dimension poétique et mystérieuse, à nourrir ce travail de passion : quelle est la nature quantique de la matière sombre, quelle est la nature quantique de l'énergie du vide cosmologique, d'où provient l'asymétrie matière/anti-matière ? ... Il en est tant d'autres encore.

Annexe A : section efficace d'annihilation

Nous nous proposons ici de donner quelques résultats concernant spécifiquement le cas Majorana.

Nous avons vu que l'amplitude totale pouvait se décomposer selon :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(Z^0, s) &= \frac{i}{2(s - M_{Z^0}^2)} \bar{v}(p_2) \gamma^\mu X u(p_1) \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M_{Z^0}^2} \right) \bar{u}(k_1) \gamma^\nu F v(k_2) \\ &\quad - (p_1 \leftrightarrow p_2 \ \&\& \ \gamma^\mu X \leftrightarrow -\gamma^\mu \bar{X}) \end{aligned} \quad (11.1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\phi_0, s) &= \frac{i}{2(s - M_{\phi_0}^2)} \{ \bar{v}(p_2) \gamma^\mu O_\chi u(p_1) \bar{u}(k_1) \gamma_\mu O_f v(k_2) \} \\ &\quad - (p_1 \leftrightarrow p_2) \end{aligned} \quad (11.2)$$

$$\mathcal{A}(\phi_f, t) = \frac{i}{t - M_{\phi_f}^2} \{ \bar{v}(p_2) \bar{O}_{\chi f} v(k_2) \bar{u}(k_1) O_{\chi f} u(p_1) \} \quad (11.3)$$

$$\mathcal{A}(\phi_f, u) = -\frac{i}{u - M_{\phi_f}^2} \{ \bar{u}(k_1) O_{\chi f} u(p_2) \bar{v}(p_1) \bar{O}_{\chi f} v(k_2) \} \quad (11.4)$$

Compte tenu des définitions du chapitre 5, et après un tant soit peu de calcul algébrique, les amplitudes carrées s'écrivent pour les échanges en voie s :

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_s|^2 &= \frac{1}{8(s - M_{Z^0}^2)^2} \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M_{Z^0}^2} \right) \left(g_{\rho\sigma} - \frac{q_\rho q_\sigma}{M_{Z^0}^2} \right) \text{Tr}\{\gamma^\rho F(\not{k}_1 + m_f) \gamma^\nu F(\not{k}_2 - m_f)\} \times \\ &\quad \left[\text{Tr}\{\gamma^\sigma X(\not{p}_2 - m_\chi) \gamma^\mu X(\not{p}_1 + m_\chi)\} + \text{Tr}\{\gamma^\sigma \bar{X}(\not{p}_1 - m_\chi) \gamma^\mu \bar{X}(\not{p}_2 + m_\chi)\} \right] \end{aligned} \quad (11.5)$$

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{\bar{s}}|^2 &= \frac{\text{Tr}\{\bar{F}(\not{k}_1 + m_f) F(\not{k}_2 - m_f)\}}{8(s - M_{\phi_0}^2)^2} \times \\ &\quad \left[\text{Tr}\{\bar{X}(\not{p}_2 - m_\chi) X(\not{p}_1 + m_\chi)\} + \text{Tr}\{\bar{X}(\not{p}_1 - m_\chi) X(\not{p}_2 + m_\chi)\} \right] \end{aligned} \quad (11.6)$$

Pour les échanges en voies t et u , nous obtenons :

$$|\mathcal{M}_t|^2 = \frac{\text{Tr}\{O_{\chi f}(\not{p}_2 - m_\chi) \bar{O}_{\chi f}(\not{k}_2 - m_f)\} \text{Tr}\{O_{\chi f}(\not{p}_1 + m_\chi) \bar{O}_{\chi f}(\not{k}_1 + m_f)\}}{4(t - M_{\phi_f}^2)^2} \quad (11.7)$$

$$|\mathcal{M}_u|^2 = \frac{\text{Tr}\{O_{\chi f}(\not{p}_2 + m_\chi) \bar{O}_{\chi f}(\not{k}_1 + m_f)\} \text{Tr}\{O_{\chi f}(\not{p}_1 - m_\chi) \bar{O}_{\chi f}(\not{k}_2 - m_f)\}}{4(u - M_{\phi_f}^2)^2} \quad (11.8)$$

Viennent ensuite les termes d'interférences :

$$|\mathcal{M}_{\bar{s}s}|^2 = \frac{1}{8(s - M_{\phi_f}^2)(s - M_{\phi_0}^2)} \left\{ \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M_{Z^0}^2} \right) \text{Tr} \{ \bar{O}_f(\not{k}_1 + m_f) \gamma^\nu F(\not{k}_2 - m_f) \} \times \right. \\ \left. [\text{Tr} \{ \bar{O}_\chi(\not{p}_2 - m_\chi) \gamma^\mu X(\not{p}_1 + m_\chi) \} - \text{Tr} \{ \bar{O}_\chi(\not{p}_1 - m_\chi) \gamma^\mu \bar{X}(\not{p}_2 + m_\chi) \}] \right\} \quad (11.9)$$

$$|\mathcal{M}_{tu}|^2 = \frac{\text{Tr} \{ \bar{O}_{\chi f}(\not{k}_2 - m_f) O_{\chi f}(\not{p}_1 - m_\chi) O_{\chi f}(\not{k}_1 - m_f) \bar{O}_{\chi f}(\not{p}_2 - m_\chi) \} + (p_1 \leftrightarrow p_2)}{4(t - M_{\phi_f}^2)(u - M_{\phi_f}^2)} \quad (11.10)$$

$$|\mathcal{M}_{stu}|^2 = \frac{1}{4(s - M_{Z^0}^2)(t - M_{\phi_f}^2)} \left[\left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M_{Z^0}^2} \right) \text{Tr} \{ \bar{O}_{\chi f}(\not{k}_1 + m_f) \gamma^\nu F(\not{k}_2 - m_f) O_{\chi f}(\not{p}_2 - m_\chi) \gamma^\mu X(\not{p}_1 + m_\chi) \} + \right. \\ \left. \left(g_{\rho\sigma} - \frac{q_\rho q_\sigma}{M_{Z^0}^2} \right) \text{Tr} \{ \bar{O}_{\chi f}(\not{k}_2 - m_f) \gamma^\rho F(\not{k}_1 + m_f) O_{\chi f}(\not{p}_1 + m_\chi) \gamma^\sigma X(\not{p}_2 - m_\chi) \} \right] \\ - \left\{ t \leftrightarrow u \ \&\& \ p_1 \leftrightarrow p_2 \ \&\& \ X \leftrightarrow \bar{X} \right\} \quad (11.11)$$

$$|\mathcal{M}_{\bar{s}tu}|^2 = \frac{1}{4(s - M_{\phi_0}^2)(t - M_{\phi_f}^2)} \left[\text{Tr} \{ \bar{O}_{\chi f}(\not{k}_1 + m_f) O_f(\not{k}_2 - m_f) O_{\chi f}(\not{p}_2 - m_\chi) O_\chi(\not{p}_1 + m_\chi) \} + \right. \\ \left. \text{Tr} \{ \bar{O}_{\chi f}(\not{k}_2 - m_f) \bar{O}_f(\not{k}_1 + m_f) O_{\chi f}(\not{p}_1 + m_\chi) \bar{O}_\chi(\not{p}_2 - m_\chi) \} \right] \\ + \left\{ t \leftrightarrow u \ \&\& \ p_1 \leftrightarrow p_2 \right\} \quad (11.12)$$

En développant les traces, l'on obtient les résultats suivants :

– pour les échanges d'un Z^0 et d'un scalaire ϕ_0 en voie s :

$$|\mathcal{M}_s|^2 = \frac{1}{(s - M_{Z^0}^2)^2} \{ 16X_L X_R F_L F_R m_\chi^2 m_f^2 + \\ (X_L - X_R)^2 (F_L - F_R)^2 \frac{m_\chi^2 m_f^2}{M_{Z^0}^2} \left(\frac{s^2}{M_{Z^0}^2} - 2s \right) + \\ 2X_L X_R (F_L^2 + F_R^2) m_\chi^2 (s - 2m_f^2) + \\ 2F_L F_R (X_L^2 + X_R^2) m_f^2 (s - 2m_\chi^2) + \\ (F_R^2 X_L^2 + F_L^2 X_R^2) (m_\chi^2 + m_f^2 - t)^2 + \\ (F_L^2 X_L^2 + F_R^2 X_R^2) (m_\chi^2 + m_f^2 - u)^2 \} \quad (11.13)$$

$$|\mathcal{M}_{\bar{s}}|^2 = \frac{((O_{\chi L}^2 + O_{\chi R}^2)s - 2m_\chi^2(O_{\chi L} + O_{\chi R})^2)((O_{fL}^2 + O_{fR}^2)s - 2m_f^2(O_{fL} + O_{fR})^2)}{4(s - M_{\phi_0}^2)^2} \quad (11.14)$$

– pour l'interférence des deux contributions précédentes :

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}_{s\bar{s}}|^2 = & \frac{m_\chi m_f}{4M_{Z^0}^2(s - M_{\phi_0}^2)(s - M_{Z^0}^2)} \left[\right. \\
& 2(F_L - F_R)(O_{\chi L} - O_{\chi R})(O_{fL} - O_{fR})(XL - XR)s^2 + M_{Z^0}^2 \times \\
& ((3(F_L O_{fL} + F_R O_{fR})(O_{\chi R} X_L + O_{\chi L} X_R) + (F_R O_{fL} + F_L O_{fR}) \times \\
& (4(O_{\chi L} X_L + O_{\chi R} X_R) - O_{\chi R} X_L - O_{\chi L} X_R))(m_\chi^2 + m_f^2 - t) - \\
& (3(F_R O_{fL} + F_L O_{fR})(O_{\chi R} X_L + O_{\chi L} X_R) + (F_L O_{fL} + F_R O_{fR}) \times \\
& \left. (4(O_{\chi L} X_L + O_{\chi R} X_R) - O_{\chi R} X_L - O_{\chi L} X_R))(m_\chi^2 + m_f^2 - u) \right] \quad (11.15)
\end{aligned}$$

– pour l'échange d'un scalaire ϕ_f en voies t et u (interférence comprise) :

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}_{tu}|^2 = & \frac{1}{(t - M_{\phi_f}^2)^2} \left[4m_\chi^2 m_f^2 O_{\chi fL}^2 O_{\chi fR}^2 + \right. \\
& 2m_\chi m_f O_{\chi fL} O_{\chi fR} (O_{\chi fL}^2 + O_{\chi fR}^2) (m_\chi^2 + m_f^2 - t) + \\
& \left. \frac{(O_{\chi fL}^2 + O_{\chi fR}^2)^2}{4} (m_\chi^2 + m_f^2 - t)^2 \right] + \\
& \frac{1}{(u - M_{\phi_f}^2)^2} \left[4m_\chi^2 m_f^2 O_{\chi fL}^2 O_{\chi fR}^2 + \right. \\
& 2m_\chi m_f O_{\chi fL} O_{\chi fR} (O_{\chi fL}^2 + O_{\chi fR}^2) (m_\chi^2 + m_f^2 - u) + \\
& \left. \frac{(O_{\chi fL}^2 + O_{\chi fR}^2)^2}{4} (m_\chi^2 + m_f^2 - u)^2 \right] - \\
& \frac{1}{(t - M_{\phi_f}^2)(u - M_{\phi_f}^2)} \left[m_\chi m_f O_{\chi fL} O_{\chi fR} (O_{\chi fL}^2 + O_{\chi fR}^2) s + \right. \\
& m_f^2 O_{\chi fL}^2 O_{\chi fR}^2 (s - 2m_\chi^2) + \\
& m_\chi^2 \frac{(O_{\chi fL}^4 + O_{\chi fR}^4)}{2} (s - 2m_f^2) + \\
& \frac{O_{\chi fL}^2 O_{\chi fR}^2}{2} (4m_\chi^2 m_f^2 - (s - 2m_\chi^2)(s - 2m_f^2) + \\
& \left. (m_\chi^2 + m_f^2 - t)^2 + (m_\chi^2 + m_f^2 - u)^2) \right] \quad (11.16)
\end{aligned}$$

– les interférence entre voies s et voies t et u :

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}_{stu}|^2 &= \frac{1}{(s - M_{Z_0}^2)(t - M_{\phi_f}^2)} \left[\right. \\
&4m_\chi^2 m_f^2 (X_L F_R O_{\chi f R}^2 + X_R F_L O_{\chi f L}^2) + \\
&4m_\chi m_f O_{\chi f L} O_{\chi f R} (F_R X_L + F_L X_R) (m_\chi^2 + m_f^2 - t) + \\
&2m_\chi m_f O_{\chi f L} O_{\chi f R} (F_L X_L + F_R X_R) (m_\chi^2 + m_f^2 - u) + \\
&m_\chi^2 (X_L F_L O_{\chi f R}^2 + X_R F_R O_{\chi f L}^2) (s - 2m_f^2) + \\
&m_f^2 (X_L F_L O_{\chi f L}^2 + X_R F_R O_{\chi f R}^2) (s - 2m_\chi^2) + \\
&(X_L F_R O_{\chi f L}^2 + X_R F_L O_{\chi f R}^2) (m_\chi^2 + m_f^2 - t)^2 + \\
&m_\chi m_f / M_{Z_0}^2 (X_R - X_L) (F_R - F_L) (m_\chi m_f (O_{\chi f L}^2 + O_{\chi f R}^2) s + \\
&\left. \frac{O_{\chi f L} O_{\chi f R}}{2} (s^2 + (m_\chi^2 + m_f^2 - t)^2 - (m_\chi^2 + m_f^2 - u)^2) \right) \left. \right] - \\
&\frac{1}{(s - M_{Z_0}^2)(u - M_{\phi_f}^2)} \left[\right. \\
&4m_\chi^2 m_f^2 (X_L F_L O_{\chi f L}^2 + X_R F_R O_{\chi f R}^2) + \\
&4m_\chi m_f O_{\chi f L} O_{\chi f R} (F_L X_L + F_R X_R) (m_\chi^2 + m_f^2 - u) + \\
&2m_\chi m_f O_{\chi f L} O_{\chi f R} (F_R X_L + F_L X_R) (m_\chi^2 + m_f^2 - t) + \\
&m_\chi^2 (X_L F_R O_{\chi f L}^2 + X_R F_L O_{\chi f R}^2) (s - 2m_f^2) + \\
&m_f^2 (X_L F_R O_{\chi f R}^2 + X_R F_L O_{\chi f L}^2) (s - 2m_\chi^2) + \\
&(X_L F_L O_{\chi f R}^2 + X_R F_R O_{\chi f L}^2) (m_\chi^2 + m_f^2 - u)^2 - \\
&m_\chi m_f / M_{Z_0}^2 (X_R - X_L) (F_R - F_L) (m_\chi m_f (O_{\chi f L}^2 + O_{\chi f R}^2) s + \\
&\left. \frac{O_{\chi f L} O_{\chi f R}}{2} (s^2 + (m_\chi^2 + m_f^2 - u)^2 - (m_\chi^2 + m_f^2 - t)^2) \right) \left. \right] \quad (11.17)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
|\mathcal{M}_{\bar{s}tu}|^2 &= \frac{1}{4(s - M_{\phi_0}^2)(t - M_{\phi_f}^2)} \left[\right. \\
&O_{\chi f L} O_{\chi f R} ((O_{fL} + O_{fR})(O_{\chi L} + O_{\chi R})(8m_\chi^2 m_f^2 - 2(m_\chi^2 + m_f^2)s) + \\
&(O_{fL} O_{\chi L} + O_{fR} O_{\chi R})(s^2 + (m_\chi^2 + m_f^2 - t)^2 - (m_\chi^2 + m_f^2 - u)^2)) + \\
&2m_\chi m_f (O_{\chi f L}^2 + O_{\chi f R}^2) ((O_{fL} O_{\chi L} + O_{fR} O_{\chi R})(m_\chi^2 + m_f^2 - t) - \\
&(O_{fR} O_{\chi L} + O_{fL} O_{\chi R})(m_\chi^2 + m_f^2 - u)) \left. \right] + \\
&\frac{1}{4(s - M_{\phi_0}^2)(u - M_{\phi_f}^2)} \left[\right. \\
&O_{\chi f L} O_{\chi f R} ((O_{fL} + O_{fR})(O_{\chi L} + O_{\chi R})(8m_\chi^2 m_f^2 - 2(m_\chi^2 + m_f^2)s) + \\
&(O_{fL} O_{\chi L} + O_{fR} O_{\chi R})(s^2 + (m_\chi^2 + m_f^2 - u)^2 - (m_\chi^2 + m_f^2 - t)^2)) + \\
&2m_\chi m_f (O_{\chi f L}^2 + O_{\chi f R}^2) ((O_{fL} O_{\chi L} + O_{fR} O_{\chi R})(m_\chi^2 + m_f^2 - u) - \\
&(O_{fR} O_{\chi L} + O_{fL} O_{\chi R})(m_\chi^2 + m_f^2 - t)) \left. \right] \quad (11.18)
\end{aligned}$$

Tous les résultats exposés plus haut sont à la base de l'étude de matière noire effective présentée dans le chapitre 5.

Annexe B : développement en vitesse de la section efficace moyenne

Nous nous proposons ici de détailler le résultat obtenu par Srednicki *et al.* [98]. Déterminons dans un premier temps le dénominateur de l'équation 5.57. En prenant une distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$f(\vec{p}) = \frac{g_\chi}{(2\pi)^3} e^{-E/T} \quad (11.19)$$

où g_χ compte les degrés de liberté de la particule χ , on obtient l'expression du dénominateur :

$$n_0^2 \equiv \int d^3\vec{p}_1 f(\vec{p}_1) \int d^3\vec{p}_2 f(\vec{p}_2) = (4\pi)^2 \int_0^\infty dp_1 p_1^2 f(p_1) \int_0^\infty dp_2 p_2^2 f(p_2) \quad (11.20)$$

Avec le changement de variable suivant :

$$y = \frac{E - m_\chi}{T} = \frac{E - m_\chi}{m_\chi x} \quad (11.21)$$

$$\rightarrow \begin{cases} E = m_\chi(1 + xy) \\ p = m_\chi \sqrt{2x(y + \frac{1}{2}xy^2)} \end{cases} \quad (11.22)$$

et compte tenu de l'expression de l'énergie $E^2 = \vec{p}^2 + m_\chi^2$, on peut écrire :

$$n_0 = 2\pi^{-1/2} K_{n_0} \int_0^\infty dy (1 + xy)(y + \frac{1}{2}xy^2)^{1/2} e^{-y} \quad (11.23)$$

$$\text{avec } K_{n_0} = (2\pi)^{-3/2} g_\chi(x)^{3/2} m_\chi^3 e^{-1/x} \quad (11.24)$$

Posons :

$$u(x, y) \equiv (1 + xy)(y + \frac{1}{2}xy^2)^{1/2} \quad (11.25)$$

Un développement de cette fonction au troisième ordre en $x \rightarrow 0$ donne :

$$\tilde{u}(x, y) \equiv \sum_{n=0}^3 \frac{x^n}{n!} \left[\frac{d^{(n)}u(x, y)}{dx^n} \right]_{x=0} + \mathcal{O}(x^4) \quad (11.26)$$

avec :

$$u'(x, y) = \frac{y^2(5 + 3xy)}{4\sqrt{y + xy^2/2}} \quad (11.27)$$

$$u''(x, y) = \frac{y^3(7 + 3xy)}{8(2 + xy)\sqrt{y + xy^2/2}} \quad (11.28)$$

$$u'''(x, y) = \frac{-3y^4(3 + xy)}{16(2 + xy)^2\sqrt{y + xy^2/2}} \quad (11.29)$$

où les primes indiquent la dérivation par rapport à x .

En reportant le résultat du développement dans l'expression de n_0 , il vient :

$$n_0 = (2\pi)^{-3/2} K_{n_0} \int_0^\infty dy \left[y^{1/2} + \frac{5}{4} y^{3/2} x + \frac{7}{32} y^{5/2} x^2 + \frac{9}{384} y^{7/2} x^3 + \mathcal{O}(x^4) \right] \quad (11.30)$$

En procédant à un nouveau changement de variable selon $\tilde{y} = y^{1/2}$, on retrouve dans l'intégrale précédente la définition des fonctions Γ d'Euler d'ordre n , avec :

$$\int_0^\infty d\tilde{y} \tilde{y}^n e^{-\tilde{y}^2} = \frac{\Gamma(\frac{1+n}{2})}{2} \quad (11.31)$$

où n est un entier naturel.

Après intégration de 11.30, on obtient donc :

$$n_0 = K_{n_0} \left[1 + \frac{15}{8} x + \frac{105}{128} x^2 - \frac{315}{1024} x^3 + \mathcal{O}(x^4) \right] \quad (11.32)$$

Ainsi, en procédant aussi par développement en x à l'ordre 3, on obtient l'expression finale du dénominateur :

$$n_0^{-2} = K_{n_0}^{-2} \left[1 - \frac{15}{4} x + \frac{285}{32} x^2 - \frac{2115}{128} x^3 + \mathcal{O}(x^4) \right] \quad (11.33)$$

Déterminons à présent le numérateur de l'équation 5.57. Nous devons calculer :

$$I \equiv \int d^3 \vec{p}_1 f(\vec{p}_1) \int d^3 \vec{p}_2 f(\vec{p}_2) w(s) / (E_1 E_2) \quad (11.34)$$

Avec le théorème d'équipartition de l'énergie, et en considérant l'angle θ entre les impulsions des deux particules entrantes, on a :

$$I = \frac{2g_\chi^2}{(2\pi)^4} \int_0^\infty dp_1 \frac{p_1^2}{E_1} e^{-E_1/T} \int_0^\infty dp_2 \frac{p_2^2}{E_2} e^{-E_2/T} \int_{-1}^{+1} d \cos(\theta) w(s) \quad (11.35)$$

Avec le changement de variable 11.22 et la définition de la fonction u 11.25, I devient :

$$I = K_I \int_0^\infty dy_1 u(x, y_1) e^{-y_1} \int_0^\infty dy_2 u(x, y_2) e^{-y_2} \int_{-1}^{+1} d \cos(\theta) w(s) \quad (11.36)$$

$$\text{où } K_I = \frac{4g_\chi^2 m_\chi^4 x^3 e^{-2/x}}{(2\pi)^4} \quad (11.37)$$

L'annihilation se faisant quasiment au repos dans l'hypothèse $x \rightarrow 0$ retenue ici, on peut effectuer un développement en énergie en utilisant les variables de Mandelstam s . En effet :

$$\begin{aligned} s &= 2(m_\chi^2 + E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos(\theta)) \\ &= 2m_\chi^2 (1 + (1 + xy_1)(1 + xy_2) - \\ &\quad 2x \sqrt{(y_1 + \frac{1}{2} xy_1^2)(y_2 + \frac{1}{2} xy_2^2)} \cos(\theta)) \end{aligned} \quad (11.38)$$

s est donc une fonction de x , et l'on peut par conséquent effectuer un développement de $w(s)$ en $x \rightarrow 0$. Après développement au troisième ordre en x , intégrations sur y_1, y_2 et θ , l'on obtient :

$$\begin{aligned}
I = K_I \pi [& \frac{1}{2}w(s) + (\frac{3}{8}w(s) + 3m_\chi^2 w'(s))x \\
& + (-\frac{3}{64}w(s) + \frac{21}{4}m_\chi^2 w'(s) + 15m_\chi^4 w''(s))x^2 \\
& + (\frac{15}{256}w(s) + \frac{75}{32}m_\chi^2 w'(s) + \frac{195}{4}m_\chi^4 w''(s) + \mathcal{O}(x^4)]_{s=4m_\chi^2} \quad (11.39)
\end{aligned}$$

On a finalement au troisième ordre :

$$\begin{aligned}
\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle &= I/n_0^2 \\
&= \frac{1}{m_\chi^2} [w(s) - (3w(s) - 6m_\chi^2 w'(s))x \\
&\quad + 6(w(s) - 2m_\chi^2 w'(s) + 5m_\chi^4 w''(s))x^2 \\
&\quad - \frac{5}{8}(15w(s) - 30m_\chi^2 w'(s) + 24m_\chi^4 w''(s) - 224m_\chi^6 w'''(s))x^3 \\
&\quad + \mathcal{O}(x^4)]_{s=4m_\chi^2} \quad (11.40)
\end{aligned}$$

Si l'on utilise une dérivation de w par rapport à $s/(4m_\chi^2)$ plutôt que s , on retrouve bien le résultat formulé par l'équation 5.59, ce que nous voulions démontrer (la limite $x \rightarrow 0$ correspondant cette fois à $s/(4m_\chi^2) \rightarrow 1$).

Liste des tableaux

2.1	<i>Principaux régimes dynamiques cosmologiques.</i>	18
2.2	<i>Résultats de la mesure du taux d'expansion (constante de Hubble) via différentes méthodes, issus de [19]. (* : résultat issu du meilleur ajustement ΛCDM des données WMAP [20]).</i>	18
3.1	<i>Table des superchamps du MSSM et de leurs contenus standard et supersymétrique.</i>	36
4.1	<i>La contribution astrophysique au flux de gamma est donnée par Σ (cf. équation 4.1). $\Sigma(3.5 \text{ kpc})$ correspond au champ de vue de CELESTE. Voir le texte pour les commentaires.</i>	60
4.2	<i>Tableau résumant l'estimation de la contribution astrophysique au flux de gamma pour différents modèles de halos, pour la galaxie naine sphéroïdale Draco. Le haut du tableau illustre les modèles à une composante, le bas les modèles à deux composantes (cf. texte). La dernière ligne rappelle le résultat obtenu pour M31, à titre de comparaison.</i>	62
4.3	<i>Résultats de contributions astrophysiques de Draco pour des profils de halos à deux composantes : NFW pour la composante externe, trou noir contenu dans une sphère NFW pour la composante interne. Le résultat obtenu pour M31 est rappelé à la dernière ligne à titre de comparaison. Voir le texte pour les commentaires.</i>	65
6.1	<i>Comparaison des caractéristiques des expériences spatiales d'astronomie gamma. EGRET fait office de référence, n'étant plus en activité.</i>	111
6.2	<i>Caractéristiques des principaux imageurs Čerenkov : de bas en haut respectivement à venir, en activité, non-actifs. S représente la surface des miroirs, N_{pm} le nombre de photomultiplicateurs de la caméra, Ω le champ de vue et ω le diamètre angulaire d'un pixel.</i>	117
6.3	<i>Caractéristiques des échantillonneurs Čerenkov en activité en 2004.</i>	118
9.1	<i>Valeurs de $E_t^{\text{moy}}/\tilde{E}_t^{\text{moy}}$ pour différentes valeurs de la borne inférieure d'intégration E_{min}. Les erreurs sont statistiques.</i>	149
9.2	<i>Résultats de l'estimation de l'indice spectral moyen par "toy - Monte-Carlo", pour la simulation d'un spectre en E^{-2} et pour les données du Crabe. Voir le texte pour l'origine des erreurs.</i>	152

10.1	<i>Efficacités d'acquisition et du V486 pour les données 2002-03, prises en majorité 4/6 au déclenchement. Les efficacité du module V486 sont données pour les événements de types 4, 5 et 6. On remarque un écart important et systématique entre le On et le Off pour les efficacités des événements de type 4. Les données les plus affectées par le temps mort du V486 sont indiquées en rouge dans le tableau, en considérant que seuls les événements de types 5 et 6 sont retenus dans l'analyse.</i>	169
10.2	<i>Résultats d'une correction d'efficacité du V486 par type d'événement pour les données pathologiques du tableau 10.1. Seule une sélection en seuil est appliquée afin d'éviter la zone de biais possiblement dû au bruitage artificiel des données : on choisit un seuil situé 10% au-dessus du seuil de déclenchement. Les événements de type 5 sont sélectionnés selon : $\{R_5 > 1.1; R_6 < 1\}$; ceux de type 6 selon : $\{R_6 > 1.1\}$. (\uparrow nombre d'événements corrigé des efficacités d'acquisition et du V486, selon $N_{cor} = N/(\epsilon_{acq} \times \epsilon_{V486})$). (Voir le texte pour les commentaires).</i>	171
10.3	<i>Statistique finale de l'analyse des données M31, pour une durée totale d'exposition On-source de 9.89 h. La variable R_i est R_4 pour les données 3/5 (2001), et R_5 pour les données 4/6 (2002-04). Les nombres ci-dessus sont corrigés des efficacités d'acquisition et du module V486. Les deux dernières lignes du tableau servent à évaluer l'effet d'une correction d'efficacité type par type : on sélectionne une majorité 6/6 ($R_6 > 1.1$) pour les données 2002-03; la coupure appliquée est ici $\xi < 0.45$. La dérivation d'une limite en flux est faite avec les valeurs en gras. (* sans correction d'efficacité). . .</i>	180
10.4	<i>Recherche de signal par intervalles d'énergie. La sélection standard (coupures d'analyse) a été appliquée avant la soustraction On-Off, et les nombres d'événements sont corrigés des efficacités. Aucun excès n'est mis en évidence.</i>	180

Table des figures

1.1	<i>Courbes de rotation pour la galaxie spirale NGC 6503 à gauche, et pour la galaxie à faible luminosité de surface (LSB) NGC 1560. Deux cas sont illustrés : disque submaximal (a) et disque maximal (b). Dans les deux cas, la contribution d'un halo de matière noire est nécessaire pour ajuster les courbes de rotation. Cette figure est extraite de [2].</i>	4
1.2	<i>Évolution du rapport masse sur luminosité en fonction des échelles astrophysiques, combinant plusieurs méthodes expérimentales. On peut remarquer que ce rapport augmente avec la taille des objet, pour saturer autour de $\Omega_m \sim 0.3$ aux échelles cosmologiques (super-amas). Cette figure est inspirée de la figure 18 de [6].</i>	5
1.3	<i>Simulations N-corps pour la formation des structures dans différentes cosmologies : SCDM ($\Omega_m = 1, h = 0.5$), ΛCDM ($\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7, h = 0.7$), OCDM ($\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0, h = 0.7$) et τCDM (id. SCDM, mais désintégration tardive du neutrino τ). Actuellement, le consensus se fait sur les modèles ΛCDM (rappelons toutefois que cela ne constitue aucunement un argument scientifique). Cette figure provient de [7].</i>	7
1.4	<i>Évolution du nombre d'articles soumis à la base de données Astro-ph pour différents modèles d'univers : fait "observationnel" suggérant les avantages des scénarii CDM sur d'autres cosmologies. Cette figure est extraite de [8].</i>	8
2.1	<i>En haut : diagramme de Hubble distance vs vitesse. En bas : résidus en H_0 en fonction de la vitesse. Figure extraite de [18].</i>	19
2.2	<i>À gauche : cartes du fond diffus cosmologique (CMB) issues des expériences satellitaires COBE et WMAP. À droite : spectre de puissance angulaire (en haut) et spectre de température-polarisation (en bas) où se trouve superposé le meilleur ajustement d'un modèle ΛCDM sur les données de WMAP [17].</i>	23
2.3	<i>De haut en bas, abondances relatives de He^4, D, He^3 et Li^7 en fonction de Ω_b (η_{10}) prédites par la nucléosynthèse primordiale. Les boîtes correspondent aux mesures expérimentales d'abondances, et la bande verticale provient des résultats de l'analyse du CMB. Cette figure est extraite de [22].</i>	27
2.4	<i>Densités de baryons et de matière noire contraintes par les données de WMAP et de SDSS, et par les prédictions de la nucléosynthèse primordiale. Cette figure est extraite de [30].</i>	28

2.5	<i>Complémentarité entre expériences sur le CMB, les supernovae, le comptage d'amas, et précisions associées, pour la détermination des paramètres cosmologiques Ω_m et Ω_Λ. Figure aussi la précision envisagée par la collaboration SNAP pour une expérience future. Cette figure est extraite de [29].</i>	29
3.1	<i>Évolution des paramètres de masse supersymétriques de l'échelle de grande unification à l'échelle électrofaible pour un modèle de supergravité minimale (issue des équations du groupe de renormalisation). Le paramètre H_u est le paramètre de masse m_2^2 de l'équation 3.25. Les autres paramètres correspondent aux champs référencés dans le tableau 3.1. Dans leur évolution vers l'échelle électrofaible, les masses des superpartenaires vont subir deux effets contraires : une augmentation due aux couplages de jauge, et une diminution due aux couplages de Yukawa. C'est ce qui explique pourquoi les superpartenaires interagissant fortement (respectivement faiblement) ont des masses lourdes (plus légères) à l'échelle électrofaible. En supergravité minimale, les superpartenaires les plus légers sont donc généralement les binos (fermions) ou les sleptons droits (scalaires). H_u devient négatif du fait d'un couplage de Yukawa au top assez important, alors que les autres paramètres voient cet effet compensé par les couplages de jauge : c'est la raison pour laquelle seule la symétrie électrofaible est brisée dans ce contexte. Cette figure est extraite de [32].</i>	40
3.2	<i>À gauche : modulation annuelle mesurée par l'expérience DAMA [44]. À droite : courbes d'exclusion (niveau de confiance de 90%) issues des expériences CDMS II (lignes bleues solide et tiretée) et EDELWEISS (croix rougeâtres) ; la courbe fermée de couleur verte représente le signal mesuré par DAMA, dans l'hypothèse d'interactions cohérentes scalaires : il est clairement exclu par les limites des autres détecteurs.</i>	49
3.3	<i>Moyenne thermique du produit de la section efficace d'annihilation par la vitesse relative dans le plan $m_0 \times m_{1/2}$ pour les états finals $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, W^+W^- et $\tau\bar{\tau}$, avec $\tan\beta = 50$. On y voit clairement dominer la production de $b\bar{b}$ sur une grande zone de l'espace exploré. Cette figure est extraite de [55].</i>	52
3.4	<i>À gauche : prédictions de flux de photons gamma estimés pour la galaxie naine du Sagittaire, pour un télescope intégrant un champ de vue de 10 mrad, et avec un seuil en énergie de 30 GeV ; on peut remarquer que les grandes valeurs de $\tan\beta$ coïncident avec les flux les plus élevés. À droite : évolution du flux intégré attendu en fonction du seuil expérimental, pour de grandes valeurs de $\tan\beta$ et pour des modèles compatibles avec les résultats de WMAP. Tous les points sont des modèles de supergravité minimale dont l'espace des paramètres est décrit dans le chapitre suivant. Chaque modèle est compatible avec l'encadrement sur la densité relicue $0.03 \leq \Omega_\chi h^2 \leq 0.4$, et les points WMAP correspondent à $\Omega_\chi h^2 = 0.113_{-0.009}^{+0.008} \pm 3\sigma$. Ces figures sont modifiées de [59].</i>	53

4.1	<i>Photographie du système M31 (dominant l'image), M32 et NGC 205. Cette image a été réalisée avec le télescope Burrell Schmidt de l'Observatoire Warner and Swasey de l'Université de Case Western Reserve, CWRU, installé à Nassau et dépendant du Kitt Peak.</i>	59
4.2	<i>En haut : dispersions de vitesse sur la ligne de visée en fonction du rayon projeté, et erreurs à 1 et 2σ associées. En bas : profils de masse de Draco obtenus par les équations de Jeans. À 82 kpc, 1 arcmin = 24 pc. Cette figure est extraite de [76].</i>	61
4.3	<i>Graphiques illustrant les différents profils de halo étudiés pour Draco. De haut en bas, et de gauche à droite : une composante $NFW \pm 1\sigma$, deux composantes NFW, deux composantes NFW + Moore, deux composantes NFW + trou noir. Voir le texte pour les commentaires.</i>	63
4.4	<i>Spectre du fond gamma diffus extragalactique issu de l'analyse des données de l'expérience EGRET. On peut remarquer que des mesures existent jusqu'à 100 GeV. Cette figure est extraite de [87].</i>	68
4.5	<i>Prédictions de flux de gamma pour différents modèles supersymétriques. La figure indique les flux intégrés au-delà de 50 GeV dans rayon angulaire de 5 mrad; la ligne horizontale tiretée correspond au niveau de flux minimal pour une discrimination potentielle entre signal de la source et fond gamma diffus extragalactique. Sauf indication contraire, la densité relique $\Omega_\chi h^2$ se trouve dans l'intervalle [0.03; 0.3].</i>	70
4.6	<i>Flux intégrés pour différents seuils en énergie, et pour un lot de modèles supersymétriques ayant de grandes valeurs de $\tan\beta$; le segment horizontal tireté indique la limite supérieure d'EGRET, au-delà de laquelle toute détection est en principe exclue. Sauf indication contraire, la densité relique $\Omega_\chi h^2$ se trouve dans l'intervalle [0.03; 0.14].</i>	71
4.7	<i>Flux intégrés en fonction du seuil en énergie. Prédiction de flux après application d'un facteur d'augmentation de 1000. Une sensibilité optimiste de $\sim 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ en 50 heures d'observation est représentée pour CELESTE. On remarque que la majorité des modèles détectables par CELESTE seraient exclus par EGRET. Il reste une zone compatible pour de grandes masses de neutralinos.</i>	72
4.8	<i>Légende identique aux figures 4.5 et 4.6. Des modèles à forte section efficace d'annihilation sont réhabilités dans le cadre d'une cosmologie quintessentielle, et sont représentés pour différents scénarii définis par η_0 (cf. texte). On peut remarquer que certains d'entre eux se trouvent entre le seuil de discernabilité du fond gamma diffus extragalactique et la limite supérieure d'EGRET.</i>	74
5.1	<i>Évolution des degrés effectifs de liberté $g_*^{1/2}$ (cf. équation 5.53) et h_{eff} (entropie) en fonction de la température, pour une transition quarks-hadrons à 150 MeV.</i>	87

- 5.2 *Évolution de la densité covolumique en fonction d'un paramètre d'échelle m/T . Est illustrée l'influence de la section efficace d'annihilation sur le découplage et la densité d'un reliquat de l'Univers primordial : plus la section efficace est importante, plus la densité relique est faible. On voit bien la rupture avec le régime d'équilibre thermique, caractérisé par N_{eq} au moment du découplage : la densité est à l'équilibre thermique, et est supprimée par le facteur de Boltzmann $e^{-m/T}$, jusqu'au découplage où elle se retrouve figée. Cette figure est extraite de [31]. 89*
- 5.3 *Spectres selon la variable d'échelle $x_\gamma = E_\gamma/m_\chi$ des photons issus de fragmentations $q\bar{q}$, pour différentes masses de particules de matière noire. La courbe noire est l'ajustement du spectre 5.87 sur la distribution issue de $b\bar{b}$ (en noir). Les autres distributions illustrent les cas de $s\bar{s}$ (en rouge), $c\bar{c}$ (en vert), $d\bar{d}$ (en bleu) et $u\bar{u}$ (en jaune). Tous ces spectres sont moyennés sur 5000 fragmentations pour chaque masse de particule test et chaque espèce de quarks. La figure en-bas à droite donne le nombre moyen total de photons par fragmentation et par espèce pour différentes masses de particules tests (même code de couleurs que précédemment) : on peut remarquer que $b\bar{b}$ domine, mais que ce nombre moyen est relativement stable sur un grand intervalle d'énergie dans le centre de masse ($E_{cm} = 2m_\chi$). 95*
- 5.4 *Spectres en $\ln(x_\gamma)$ des photons émis par fragmentations $q\bar{q}$. Le code des couleurs et la statistique sont identiques à la figure 5.3. Le graphe du bas à droite indique l'évolution du nombre moyen de photons par fragmentation avec la masse de nos particules tests (distributions intégrées au-delà de $x_\gamma^{min} = 5 \times 10^{-3}$). 96*
- 5.5 *Sur la figure de gauche est illustrée la quasi-invariance de $\alpha(x_{min})$ par rapport à la masse m_χ (\propto énergie dans le centre de masse), le code de couleur étant identique aux figures 5.3 et 5.4. Sur la figure de droite, est représentée l'évolution de α avec la borne seuil x_{seuil} : on peut remarquer que les grandes valeurs de α pour $d\bar{d}$ (en bleu) et $u\bar{u}$ (en jaune) pour des bornes d'intégration $x_{seuil} > 0.8$. Ceci illustre le caractère approximatif de la modélisation de Tasitsiomi. 98*
- 5.6 *Prédictions pour une matière noire fermionique de Majorana (modèles tirés aléatoirement sur un espace des paramètres défini dans le § 5.4.1). À gauche : section efficace d'annihilation moyennée en fonction de la densité relique, avec en trait plein une loi selon $(\Omega_\chi h^2)^{-1}$. À droite : flux intégré de gamma pour M31 au-delà d'un seuil en énergie de 50 GeV en fonction de la masse de la particule de matière noire ; le facteur astrophysique est de $3 \times 10^{19} \text{GeV}^2 \text{cm}^{-5}$ (cf. chapitre précédent). Les points rouges indiquent une densité fossile $\Omega_\chi h^2$ supérieure à 0.01. 100*
- 5.7 *Tirage aléatoire de modèles sur un espace des paramètres tel que les faibles sections efficaces, et donc les densités fossiles d'intérêt cosmologique, sont favorisées. Les points rouges correspondent aux modèles tels que $ohh > 10^{-2}$. 101*

5.8	<i>Flux de gamma pour M31, intégré dans un champ de vue de 5 mrad et au-delà de 50 GeV, en fonction de la masse des particules de matière noire. Illustration d'une dépendance des couplages aux scalaires en la masse des fermions sortants, selon $C \propto m_f/M_{Z^0}$. On voit clairement apparaître l'effet du franchissement du seuil de production des quarks top, vers 174 GeV : le flux en gamma est considérablement augmenté au-delà de ce seuil.</i>	102
6.1	<i>Spectre du Crabe décomposé sur différents modes de production de gamma (modélisation). À basse énergie, c'est le synchrotron qui domine ; à haute énergie, c'est l'effet Compton inverse sur (1) les photons du synchrotron, principalement. Cette figure provient de [109].</i>	109
6.2	<i>Modèle de fond gamma diffus galactique, où l'on voit apparaître les composantes du Bremsstrahlung, de la désintégration de pions neutres et de la diffusion Compton inverse. Cette figure est extraite de [110].</i>	110
6.3	<i>Principe de détection des gerbes atmosphériques : détection des particules secondaires chargées à haute altitude grâce à de vastes réseaux (à gauche sur le dessin), et détection de l'émission Čerenkov à plus basse altitude avec des télescopes ou réseaux de télescopes optiques (à droite).</i>	112
6.4	<i>Évolution de la densité de particules chargées avec l'altitude au cours du développement de gerbes électromagnétiques, pour des gamma de différentes énergies. Le développement maximal se situe autour de 11 km. Cette figure est extraite de [115].</i>	114
6.5	<i>Développement de gerbes électromagnétiques (gamma de 300 GeV, en haut) et de gerbes hadroniques (protons de 300 GeV, en bas). Cette figure est extraite de [115].</i>	115
6.6	<i>Caractéristiques topologiques du front d'onde Čerenkov, à gauche pour des gamma (100 GeV), et à droite pour des protons (500 GeV en haut, 150 GeV en bas). Figure tirée de [115].</i>	116
7.1	<i>Configuration du module de déclenchement avant 2002 : les héliostats sont rassemblés en 5 groupes de 8.</i>	123
7.2	<i>Configuration du module de déclenchement après 2002 : les héliostats sont rassemblés en 6 groupes relativement homogènes (6 à 8 héliostats par groupe).</i>	124
7.3	<i>Schéma du module électronique complet de CELESTE.</i>	125
7.4	<i>Mode de pointé convergent à 11 km, pour lequel les héliostats visent le point correspondant au maximum théorique du développement des gerbes électromagnétiques. Le champ de vue total est de l'ordre de celui d'un héliostat ~ 5 mrad.</i>	128
7.5	<i>Mode de pointé double à 11 et 25 km. Cette stratégie augmente la capacité de rejet hadronique en élargissant le champ de vue.</i>	129
7.6	<i>Mode véto : anneau de garde de 12 héliostats parmi un total de 53, ayant pour but d'élargir le champ de vue et d'identifier ainsi les gerbes hadroniques. À gauche : vue de côté, les héliostats normaux pointent en direction de la source à 11 km d'altitude, alors que les héliostats véto pointent à une distance D_V de 150 m dans le même plan à 11 km. À droite : vue d'en haut, champs de vue respectifs des héliostats véto et des héliostats normaux (vert pour ces derniers). Figure extraite de [116].</i>	130

7.7	<i>Principe de détermination du seuil lors des prises de données : taux de comptage en fonction du seuil appliqué par héliostat (échelle logarithmique). En noir, le régime de bruit de fond de ciel (BFC) qui décroît exponentiellement, en rouge, le régime Čerenkov qui suit une loi de puissance (contribution hadronique dominante), et en bleu le total (très approximatif, le dessin se voulant plus qualitatif). En augmentant le seuil, on s'affranchit de la composante BFC, et l'on définit le seuil de déclenchement selon (taux BFC)/(taux Čerenkov + taux BFC)=0.01.</i>	131
8.1	<i>Illustration des conséquences d'un fond de ciel important sur le réglage du seuil lors d'une prise de données sur M31 (voir figure 7.7 pour le principe). En ordonnée se trouvent à la fois le taux de comptage et l'inefficacité moyenne en pourcent du module V486 pour une majorité donnée (courbes en noir : 6/6, 5/6 et 4/6 de gauche à droite). On peut remarquer que l'inefficacité est fonction du seuil appliqué, et qu'il est nécessaire d'élever légèrement ce dernier par rapport aux critères standard afin d'éviter une quelconque saturation.</i>	135
8.2	<i>Distributions pour chaque largeur w_i des probabilités minimales ($-\log(\text{probmin})$) permettant la recherche des pics Čerenkov. Figure extraite de [116].</i>	141
8.3	<i>Reconstruction du pic somme et extraction du signal gamma. À gauche : pic obtenu après mise en temps et sommation des voies individuelles. À droite : recherche de l'amplitude maximale dans le plan à 11 km. Figure extraite de [116].</i>	142
9.1	<i>Profil de la charge collectée (ordonnée) en fonction du pied de gerbe vrai (à gauche) ou reconstruit (à droite), pour différentes énergies (200, 100, 50 et 30 GeV de haut en bas).</i>	145
9.2	<i>À gauche : distributions de $(E_m/E_t - 1)$ pour des simulations de gamma d'énergies fixes au transit du Crabe. À droite : résumé des biais μ_E (en haut) et des résolutions σ_E (en bas) obtenus après ajustements gaussiens des distributions de $(E_m/E_t - 1)$, en fonction de l'énergie vraie E_t pour des simulations au transit du Crabe et de Markarian 421.</i>	147
9.3	<i>Méthode de maximum de vraisemblance pour la détermination de l'énergie moyenne vraie : cette énergie correspond au minimum des courbes présentées ci-dessus (simulation de 1000 gamma tirés sur un spectre en E^{-2} dans l'intervalle 10-3000 GeV au transit du Crabe à gauche, pour 1273 pseudo-événements issus de la soustraction On-Off des données du Crabe 1999-2000 à droite).</i>	150
9.4	<i>Influence d'une constante de calibration appliquée à l'énergie mesurée sur la reconstruction de l'énergie moyenne vraie ; pour 2 intervalles d'énergie différents. Ces résultats mettent en évidence un écart entre l'effet sur le Monte-Carlo et l'effet sur les données. On remarque que l'écart entre Monte-Carlo et données est plus marqué lorsque l'on inclut les événements d'énergie plus basse que 100 GeV.</i>	150
9.5	<i>Influence de la résolution en énergie sur la reconstruction de l'énergie moyenne vraie ; pour 2 intervalles d'énergie différents.</i>	151

9.6	<i>Distributions de l'énergie mesurée (symboles noirs) et de l'énergie vraie (trait plein) pour une simulation d'un spectre en E^{-2} au transit du Crabe. L'encart montre le résultat d'un ajustement de l'énergie vraie selon la fonction de l'équation 9.16.</i>	152
9.7	<i>Distribution de l'énergie mesurée pour les données du Crabe 1999-2000 : distributions à gauche pour le On et le Off, à droite, pour le signal On-Off (pseudo-événements).</i>	153
9.8	<i>Résultats de la reconstruction de l'indice spectral différentiel β, pour le Monte-Carlo (gauche) et les données du Crabe (droite). Pour chaque cadre, la courbe en trait plein noir représente l'évolution de l'indice spectral avec l'énergie moyenne vraie, les courbes tiretées au-dessus et en-dessous représentent une variation du paramètre α selon $\alpha \pm 1\sigma$; la courbe tiretée bleue montre l'évolution de l'indice spectral pour une distribution en E^{-2} non pondérée par un facteur d'acceptance. Grâce à ces courbes, on peut déterminer l'indice spectral dès lors que l'on a estimé l'énergie moyenne vraie.</i>	153
9.9	<i>Résultat de la reconstruction spectrale d'une simulation de gamma d'indice spectral différentiel $\beta = 2$. En encart se trouvent les paramètres d'un ajustement selon une loi de puissance.</i>	154
9.10	<i>Résultats de la reconstruction spectrale de simulations d'indices respectifs $\beta = 1.5$ (gauche) et $\beta = 2.5$ (droite). En encart de chaque figure se trouvent les paramètres d'un ajustement selon une loi de puissance.</i>	155
9.11	<i>Spectres reconstruits pour la nébuleuse du Crabe (à gauche) et Markarian 421 (à droite), selon une loi de puissance $dN/dE = \phi_0[E/100 \text{ GeV}]^\gamma$, avec des temps d'observations respectifs de 3.5 h (transit± 1 h, 1411 \pm 169 événements) et 22.1 h (transit± 2 h, 3277 \pm 427 événements). Les bornes des intervalles en énergie sont respectivement 50, 100, 200, 400 GeV et 70, 100, 200, 400 GeV (seuil plus élevé pour Markarian 421). Les résultats de l'ajustement sont annotés sur les figures; les boîtes correspondent à un niveau de confiance de 1σ (statistique), une fois prise en compte la corrélation entre ϕ_0 et γ. Cette figure est issue de [126].</i>	155
9.12	<i>Charge en fonction du pied de gerbe reconstruit, pour des gamma de 30, 50, 70, 100, 200, 350, 500 et 800 GeV de haut en bas et de gauche à droite (profils). Chaque profil est ajusté avec une demi-gaussienne pour des pieds de gerbe compris entre 0 et 100 m.</i>	157
9.13	<i>Estimation de l'énergie dans la configuration à 53 héliostats, pour des simulations de gamma issus de M31 au transit. Méthode non optimisée, mais donnant des résultats suffisamment précis pour l'usage opéré : les figures ci-dessus présentent les résolutions obtenues pour différentes énergies (50, 70, 100, 150, 200, 300 et 500 GeV de gauche à droite et de haut en bas).</i>	160
10.1	<i>Ajustement des fenêtres courants par une droite : cas d'une prise de données de mauvaise qualité. Dans chaque fenêtre figurent le χ^2 de l'ajustement ainsi que la caractéristique véto le cas échéant.</i>	162
10.2	<i>Ajustement des fenêtres courants par une droite : cas d'une prise de données de bonne qualité. Dans chaque fenêtre figurent le χ^2 de l'ajustement ainsi que la caractéristique véto le cas échéant.</i>	163

10.3	<i>Distribution de I_{cut} pour les données d'observations de M31. La ligne verticale rouge indique la coupure de sélection en courant.</i>	164
10.4	<i>Évolution du taux de comptage au cours d'une prise de données : deux exemples de cas disqualifiés lors de la sélection en taux de comptage (Hz en ordonnée, cf. texte pour le rappel des critères).</i>	165
10.5	<i>Évolution du taux de comptage au cours d'une prise de données : exemple d'un cas retenu lors de la sélection en taux de comptage (Hz en ordonnée).</i>	166
10.6	<i>Distribution de R_{cut} (à gauche) et du taux de comptage moyen (à droite) pour les données d'observations de M31. Les lignes verticales rouges indiquent les coupures de sélection en taux de comptage.</i>	167
10.7	<i>Formes spectrales issues d'une loi de puissance en E^{-2} (ligne pleine), d'annihilations de neutralinos de masses 250 (ligne pointillée) et 500 GeV (ligne tiretée). La normalisation est arbitraire.</i>	172
10.8	<i>Histogrammes de ξ pour des simulations de gamma à énergies fixes au transit de M31 en configuration double pointé 11-25 km : 50 GeV (noir), 100 GeV (bleu foncé), 200 GeV (bleu ciel) et 500 GeV (rouge). Les pointillés indiquent les coupures standard – celles utilisées pour le Crabe.</i>	173
10.9	<i>Histogrammes de ξ et du nombre de pics véto pour des simulation de gamma à énergies fixes au transit de M31 pour une configuration véto : 50 GeV (noir), 100 GeV (bleu foncé), 200 GeV (bleu ciel) et 500 GeV (rouge). Les pointillés indiquent les coupures standard – celles utilisées pour le Crabe.</i>	174
10.10	<i>Histogrammes de ξ et du nombre de pics véto pour les données Off de la saison 2002-03. Une coupure $R_5 > 1.1$ a été préalablement appliquée.</i>	175
10.11	<i>Efficacité de la coupure sur ξ : en abscisse le niveau de la coupure appliquée selon $\xi < \text{abscisse}$ (i.e. on conserve les événements tels que $\xi < x$; voir les distributions sur la figure 10.8), et en ordonnée l'efficacité définie selon $\epsilon = N_{cut}/N_{tot}$, pour une statistique déjà contrainte par une sélection en majorité 4/5 et en redéclenchement logiciel selon $R_4 > 1.1$. Cette figure illustre le cas de gamma simulés à différentes énergies fixes (30, 50, 70, 100, 200, 350, 500 et 800 GeV) pour un mode de pointé double (11-25 km) vers le transit de M31. Entre parenthèses sont mentionnées les efficacités correspondant à la coupure $\xi < 0.45$.</i>	176
10.12	<i>Figure identique à la figure 10.11, mais des gamma simulés en mode de pointé convergent à 11 km en configuration véto au transit de M31 (voir figure 10.11 pour explications). La statistique est cette fois contrainte selon une sélection $R_5 > 1.1$.</i>	177
10.13	<i>Idem figure 10.12, mais pour une sélection selon $R_6 > 1.1$.</i>	177
10.14	<i>Comparaison des distributions de ξ et du nombre de pics véto entre une simulation d'un spectre de gamma en E^{-2} entre 10 et 3000 GeV (en turquoise) et le On-Off du Crabe pour l'année 2003 (en noir). Une coupure $R_5 > 1.1$ a été préalablement appliquée. Le Off est représenté en pointillés, moyennant une normalisation arbitraire.</i>	178
10.15	<i>De gauche à droite, de haut en bas : courbes d'efficacité pour les Off des paires M31, et pour les Off des paires du Crabe, en fonction de la coupure appliquée en ξ (cf. légende figure 10.11 pour une grille de lecture). L'efficacité moyenne pondérée pour une coupure en $\xi < 0.45$ est mentionnée en gras pour chaque cas. Le segment vertical rouge indique la coupure standard.</i>	179

10.16	<i>Distributions en énergie vraie pour des spectres de type “matière noire”, avec des neutralinos de masses $M_\chi = 250$ et 500 GeV (respectivement en rouge et noir), simulés avec une limite inférieure de 20 GeV. À gauche : les distributions au niveau du déclenchement. À droite : après coupures d’analyse selon $\xi < 0.45$ et $R_5 > 1.1$.</i>	181
10.17	<i>Distribution de la différence On-Off pour la principale variable discriminante ξ pour les données M31 2001-03. Une sélection en majorité $N_{\max} - 1$ ainsi qu’une élévation du seuil de 10% ont été préalablement appliquées. Les distributions d’une simulation d’un spectre correspondant à une masse $m_\chi = 500$ GeV (en bleu) et des données Off uniquement (en rouge) ont été superposées, avec une normalisation à 5000 événements arbitraire.</i>	181
10.18	<i>Vérification de la stabilité du résultat obtenu sur les données M31 (significativité en fonction de la coupure appliquée sur la principale variable discriminante ξ). La coupure $\xi <$ abscisse est appliqué sur chaque lot de données (double pointé : 2001-02, pointé 11 km véto : 2002-04 et le total : 2001-04), et l’on constate une significativité (gros points noirs pour la significativité totale du lot) compatible avec l’absence de signal, même autour de la coupure $\xi < 0.45$. La même procédure de vérification a été appliquée pour les données du Crabe (en bas à droite).</i>	182
10.19	<i>À gauche : surface effective en fonction de l’énergie vraie dans la configuration double pointé 11-25 km. À droite : idem dans la configuration pointé convergent à 11 km + véto. Les points noirs représentent la surface effective au niveau du déclenchement et les points rouges après coupures $R_i > 1.1$ ($i = 4, 5$ respectivement pour 11-25 km et pour 11 km véto) et $\xi < 0.45$. Les encarts montrent les paramètres d’ajustement selon l’équation 10.7.</i>	183
10.20	<i>Limite expérimentale de CELESTE à 2σ sur les flux de gamma issus d’annihilations de neutralinos dans M31 (hachurée en bleu).</i>	185
10.21	<i>Limite expérimentale de CELESTE à 2σ pour M31 sur les flux de gamma prédits dans le cadre de la modélisation effective discutée dans le chapitre 5. (hachurée en bleu). Les points rouges permettent de distinguer les modèles ayant des abondances fossiles $\Omega_\chi h^2 > 10^{-2}$.</i>	186
10.22	<i>Graphes du produit $\langle \sigma v \rangle_{\text{quarks}}$ en fonction de la masse m_χ d’une particule de matière noire. Les produits $\langle \sigma v \rangle_{\text{min}}$ associés à différents couples {sensibilité, seuil} sont tracés (les trois courbes bleues de haut en bas correspondant aux trois premières lignes de la légende – expériences au sol –, les deux jaunes correspondant aux deux dernières lignes – expériences spatiales). On peut se référer au § 10.6.2 pour plus de détails.</i>	188

Bibliographie

- [1] Zwicky, F., ApJ 86, 217 (1937).
- [2] Bottema, R., *The maximum rotation of a galactic disc*, astro-ph/9706230 (1997).
- [3] Carlberg, R.G. *et al.* *The Dynamical Equilibrium of Galaxy Clusters*, astro-ph/9611204 (1996).
- [4] Dekel, A., *Dynamics of Cosmic Flows*, Annual Review of ApJ 32 (1994).
- [5] Milgrom, M. & Bekenstein, J., *The modified Newtonian dynamics as an alternative to hidden matter*, compte rendu de la conférence *Dark Matter in the Universe*, IAU Symposium, Princeton (1985).
- [6] Bahcall, N. A., *Large scale structure of the universe*, astro-ph/9612046 (1996).
- [7] Jenkins, A., Frenk, C.S., Pearce, F.R., Thomas, P.A., Colberg, J.M., White, S.D.M., Couchman, H.M.P., Peacock, J.A., Efstathiou, G., & Nelson, A.H. (The Virgo Consortium), ApJ 499,20-40 (1998).
- [8] Governato, F., Ghigna, S. & Moore, B., *Is Cold Dark Matter Still a Strong Buy? The Lesson from Galaxy Clusters* astro-ph/0105443 (2001).
- [9] Weinberg, S., *Gravitation and Cosmology*, Wiley (1972).
- [10] Peebles, P., *Principles of Physical Cosmology* Princeton University Press (1993).
- [11] Shectman, S. A. *et al.*, *The Las-Campanas Redshift Survey*, ApJ 470, 172 (1996).
- [12] Dodelson, S. *et al.*, *The 3D Power Spectrum from Angular Clustering of Galaxies in Early SDSS Data*, ApJ 572, 140-156 (2001).
- [13] Efstathiou, G. *et al.*, *Evidence for a non-zero Lambda and a low matter density from a combined analysis of the 2dF Galaxy Redshift Survey and Cosmic Microwave Background Anisotropies*, MNRAS 330, L29 (2002).
- [14] Penzias, A., Wilson, R., *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s*, ApJ 308, 5 (1965).
- [15] Gamow, G., *Expanding Universe and the Origin of Elements*, Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1946).
- [16] Smoot, G. L., *et al.*, *Statistics and Topology of the COBE DMR First Year Maps*, astro-ph/9312031 (1993).
- [17] Bennett, C. L. *et al.*, *First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results*, ApJ Suppl. 148, 1 (2003).
- [18] Freedman, W.L., *The Hubble Constant and the Expansion Age of the Universe*, Phys.Rept. 333, 13-31 (2000).
- [19] Freedman, W.L. *et al.*, *Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant*, APJ. 553, 47-72 (2001).

- [20] Spergel, D. N. *et al.*, *First Year WMAP Observations : Determination of Cosmological Parameters*, ApJ Suppl. 148, 175 (2003).
- [21] Fixsen, D. *et al.*, *The Cosmic Microwave Background Spectrum from the full COBE FIRAS Data Set*, ApJ 473, 576 (2002).
- [22] Kirkman, D. *et al.*, *The cosmological baryon density from the deuterium to hydrogen ratio towards QSO absorption systems : D/H towards Q1243+3047* ApJ Suppl. 149, 1 (2003).
- [23] Fields, B.D., Sarkar, S., *Big-Bang Nucleosynthesis*, astro-ph/0406663 (2004).
- [24] White, S.D.M., Efstathiou, G. & Frenk, C.S., *The Amplitude of Mass Fluctuations in the Universe*, MNRAS 262, 1023-1028 (1993).
- [25] Giraud, E., *The Local Anomaly of the Extragalactic Field*, A & A 231, 1 (1990).
- [26] Carroll, S.M., Press, W.H., & Turner, E.L., *The Cosmological Constant*, Ann.Rev. A&A 30, 499-542 (1992).
- [27] Perlmutter, S., Turner, M.S., White, M.J., *Constraining Dark Energy with SNE IA and Large Scale Structure*, Phys.Rev.Lett.83, 670-673 (1999).
- [28] Riess, A.G. *et al.*, *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, Astron.J. 116, 1009-1038 (1998).
- [29] Aldering, G. *et al.*, *Supernova / Acceleration Probe : A Satellite Experiment to Study the Nature of the Dark Energy*, astro-ph/0405232 (2004).
- [30] Wang, Y., Tegmark, M., *New dark energy constraints from supernovae, microwave background and galaxy clustering*, Phys. Rev. Lett. 92, 241302 (2004).
- [31] Jungman, G., Kamionkowski, M. & Griest, K., *Supersymmetric Dark Matter*, Phys. Rept. 267, 195 (1996).
- [32] Olive, K.A., *TASI Lectures on Dark Matter*, astro-ph/0301505 (2003).
- [33] Feng, J.L., Matchev, K.T. & Moroi, T., *Focus Points and Naturalness in Supersymmetry*, Phys. Rev. D 61, 075005 (2000).
- [34] Gondolo, P., Edsjö, J., Ullio, P., Bergström, L., Schelke, M. & Baltz, E.A., *Dark-SUSY : Computing Supersymmetric Dark Matter Properties Numerically*, JCAP 0407, 008 (2004).
- [35] Djouadi, A., Kneur, J.L. & Moutaka, G., *SuSpect : a Fortran Code for the Supersymmetric and Higgs Particle Spectrum in the MSSM*, hep-ph/0211331 (2002).
- [36] Belanger, G., Boudjema, F., Pukhov, A. & Semenov, A., *micrOMEGAs : Version 1.3* hep-ph/0405253 (2004).
- [37] Drees, M., Nojiri, M.M., *The Neutralino Relic Density in Minimal N=1 Supergravity*, Phys.Rev. D47, 376-408 (1993).
- [38] LEP2 SUSY Working Group, LEPSUSYWG/01-03.1., (2001).
- [39] Hagiwara, K. *et al.*, *Predictions for $g - 2$ of the muon and $\alpha_{QED}(M_Z^2)$* , Phys.Rev. D69, 093003 (2004).
- [40] Binetruy, P., Girardi G., & Salati, P., *Constraints on a system of two neutral fermions from Cosmology*, Nucl. Phys. B 237, 285 (1984).
- [41] Griest, K. & Seckel, D., *Three exceptions in the calculation of Relic Abundance*, Phys.Rev. D43, 3191 (1991).

- [42] Fujii, M. & Hamaguchi, K., *Non-thermal dark matter via Affleck-Dine baryogenesis and its detection possibility*, Phys. Rev. D 66, 083501 (2002).
- [43] Feng, J.L., *Supersymmetry and Cosmology*, hep-ph/0405215 (2004).
- [44] Bernabei, R. *et al.*, *DAMA/NaI Results*, compte-rendu de la conférence de Moriond, astro-ph/0405282 (2004).
- [45] Benoit, A. *et al.*, *Improved Exclusion Limits from the EDELWEISS WIMP Search*, Phys.Lett. B545, 43-49 (2002).
- [46] CDMS Collaboration, *First Results from the Cryogenic Dark Matter Search in the Soudan Underground Lab*, Phys.Rev.Lett. 93, 211301 (2004).
- [47] Maurin, D. & Taillet, R., *La propagation des noyaux chargés dans la Galaxie*, cours de l'École de Goutelas (2003).
- [48] Barwick, S.W. *et al.*, Collaboration HEAT, *Measurements of the Cosmic-Ray Positron Fraction From 1 to 50 GeV*, ApJ 482, 191-194 (1997).
- [49] Alcaraz, J. *et al.*, Collaboration AMS, *Cosmic Protons*, Phys.Lett.B 490, 27-35 (2000).
- [50] Strong, A.W., Moskalenko, I.V. & Reimer, O., *Diffuse continuum gamma rays from the Galaxy*, ApJ 537, 763-784 (2000).
- [51] Donato, F., Fornengo, N., Maurin, D., Salati, P. & Taillet, R., *Antiprotons in cosmic rays from neutralino annihilation*, Phys. Rev. D 69, 063501 (2004).
- [52] Amanda Collaboration, *Search for extraterrestrial point sources of neutrinos with AMANDA-II*, Phys. Rev. Lett. 92, 071102(2004).
- [53] Le site officiel de la Collaboration ANTARES est : <http://antares.in2p3.fr/>.
- [54] Bertone, G., Nezri, E., Orloff, J. & Silk, J., *Neutrinos from Dark Matter annihilations at the Galactic Centre*, Phys. Rev. D 70, 063503 (2004).
- [55] de Boer, W., Herold, M., Sander, C. & Zuhov, V., *Indirect Evidence for the Supersymmetric Nature of Dark Matter from the Combined Data on Galactic Positrons, Antiprotons and Gamma Rays*, hep-ph/0309029 (2003).
- [56] Tyler, C., *Particle Dark Matter Constraints from the Draco Dwarf Galaxy*, Phys.Rev.D 66, 023509 (2002).
- [57] Baltz, E.A. & Wai, L., *Diffuse inverse Compton and synchrotron emission from dark matter annihilations in galactic satellites*, Phys.Rev.D 70, 023512 (2004).
- [58] Jedamzik, K., *Neutralinos and Big Bang Nucleosynthesis*, astro-ph/0405583 (2004).
- [59] Falvard, A., Giraud, E., Lavallo, J., Sajjad, S. & Vasileiadis, G., *A large Čerenkov Array for Indirect Dark Matter Search*, compte-rendu de la conférence "Exploring the cosmic frontier, astrophysical instruments for the XXIth century", Berlin (2004).
- [60] Falvard, A. *et al.*, *Supersymmetric Dark Matter in M31 : can one see Neutralino Annihilation with CELESTE ?*, Astropart.Phys. 20, 467-484 (2004).
- [61] Giraud, E., Lavallo, J., Sapinski, M. *et al.*, *Observing proposal for the detection of neutralino annihilation photons from Draco with CELESTE*, note de collaboration CELESTE (2002).
- [62] Athanassoula, E., *Bars and the connection between dark and visible matter*, compte-rendu du Symposium IAU, astro-ph/0312155 (2003).

- [63] Taillet, R., *La matière noire et les sous-structures galactiques*, <http://lappweb.in2p3.fr/~taillet/> (2002).
- [64] Moore, B. *et al.*, *Dark matter in Draco and the Local Group : Implications for direct detection experiments*, Phys.Rev. D64, 063508 (2001).
- [65] Navarro, J.F., Frenk, C.S. & White, S.D.M., *A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering*, ApJ 462, 563 (1996).
- [66] Ibata, R. *et al.*, *Taking measure of the Andromeda halo : a kinematic analysis of the giant stream surrounding M31*, astro-ph/0403068 (2004).
- [67] Kent, S., *A comparison of optical and HI rotation curves in M 31*, PASP 101, 489 (1989).
- [68] Braun, R., *The Distribution and Kinematics of Neutral Gas in M31*, ApJ 372, 54 (1991).
- [69] Guiderdoni, B., Rocca-Volmerange, B., *A model of spectrophotometric evolution for high-redshift galaxies*, A&A 186, 1 (1987).
- [70] Kuijken, K. & Dubinski, J., *Nearly Self-Consistent Disc-Bulge-Halo Models for Galaxies*, MNRAS 277, 1341 (1995).
- [71] Widrow, L.M, Perrett, K.M., Suyu, S.H., *Disk-Bulge-Halo Models for the Andromeda Galaxy*, astro-ph/0301144 (2003).
- [72] Kerins, E. *et al.*, *Theory of pixel lensing towards M31 - I. The density contribution and mass of MACHOs*, MNRAS 323, 13 (2001).
- [73] Mateo, M., *Dwarf Galaxies of the Local Group*, ARA&A 36, 435 (1998).
- [74] Baltz, E.A., Briot, C., Salati, P., Taillet, R. & Silk, J., *Detection of neutralino annihilation photons from external galaxies*, Phys. Rev. D 61, 023514 (2000).
- [75] Kleyna, J., Wilkinson, M.I., Evans, N.W. & Gilmore, G., *First Clear Signature of an Extended Dark Matter Halo in the Draco Dwarf Spheroidal*, ApJ 563, 115-118 (2001).
- [76] Kleyna, J., Wilkinson, M.I., Evans, N.W., Gilmore, G. & Frayn, C., *Dark matter in dwarf spheroidals - II. Observations and modelling of Draco*, MNRAS 330, 792-806 (2002).
- [77] Wilkinson, M.I., Kleyna, J., Evans, N.W. & Gilmore, G., *Dark matter in dwarf spheroidals - I. Models*, MNRAS 330, 778-791 (2002).
- [78] Irwin, M. & Hatzidimitriou, D., *Structural parameters for the Galactic dwarf spheroidals*, MNRAS 277, 1354I (1995).
- [79] Jin, S., Ostriker, J.P. & Wilkinson, M.I., *Massive Black Holes in Dwarf Spheroidal Galaxy Halos ?*, astro-ph/0311457 (2003).
- [80] Moore, B., Calcáneo-Roldán, C., Stadel, J., Quinn, T., Lake, G., Ghigna, S. & Governato, F., *Dark matter in Draco and the Local Group : Implications for direct detection experiments*, Phys. Rev. D 64, 063508 (2001).
- [81] Hayashi, E., Navarro, J.F., Taylor, J.E., Stadel & J., Quinn, T., *The Structural Evolution of Substructure*, ApJ 584, 541-558 (2003).
- [82] Gondolo, P. & Silk, J., *Dark matter annihilation at the galactic center*, Phys.Rev.Lett. 83, 1719-1722 (1999).

- [83] Merritt, D., Milosavljevic, M., Verde, L. & Jimenez, R., *Dark Matter Spikes and Annihilation Radiation from the Galactic Center*, Phys.Rev.Lett. 88, 191301 (2002).
- [84] Merritt, D., *Evolution of the Dark Matter Distribution at the Galactic Center*, Phys.Rev.Lett. 92, 201304 (2004).
- [85] Giraud, E., (giraud@gamum2.in2p3.fr) communication privée.
- [86] Lamb, R.C. & Macomb, D.J., *Point Sources of GeV Gamma Rays*, ApJ 488, 872L (1997).
- [87] Sreekumar, P *et al.*, *EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-Ray Emission*, ApJ 494, 523S (1998).
- [88] Blom, J.J., Paglione, T.A.D. & Carraminana, A., *Diffuse Gamma-Ray Emission from Starburst Galaxies and M31*, ApJ 516, 744B (1999).
- [89] Bergstrom, L., Ullio, P. & Buckley, J., *Observability of Gamma Rays from Dark Matter Neutralino Annihilations in the Milky Way Halo*, Astropart.Phys. 9, 137-162 (1998).
- [90] Stoehr, F., White, S.D, Springel, V., Tormen, G. & Yoshida, N., *Dark matter annihilation in the halo of the Milky Way*, MNRAS 345, 1313 (2003).
- [91] Salati, P., *Quintessence and the Relic Density of Neutralinos*, Phys.Lett.B, 571, 121-131 (2003).
- [92] Yahiro, M., Mathews, G.J., Ichiki, K., Kajino, T. & Orito, M., *Constraints on Cosmic Quintessence and Quintessential Inflation*, Phys.Rev.D, 65, 063502 (2002).
- [93] Fujii, M. & Hamaguchi, K., *Non-thermal dark matter via Affleck-Dine baryogenesis and its detection possibility*, Phys.Rev.D 66, 083501 (2002).
- [94] Leutwyler, H., *Principles of Chiral Perturbation Theory*, hep-ph/9406283 (1994).
- [95] Wudka, J., *A short course in effective lagrangian*, hep-ph/0002180 (2000).
- [96] Haber, H.E & Kane, G.L., *The search for supersymmetry : Probing physics beyond the standard model*, Phys.Rept.117, 75 (1985).
- [97] Kolb, E.W. & Turner, M.S., *The Early Universe*, Addison-Wesley (1990).
- [98] Srednicki, M., Watkins, R. & Olive, K.A., *Calculations of Relic Densities in the Early Universe*, Nucl.Phys.B 310, 693 (1988).
- [99] Bouquet, A., Salati, P. & Silk, J., *γ Ray Lines as a Probe for a Cold Dark Matter Halo*, Phys.Rev.D 40, 3168B (1989).
- [100] Tasitsiomi, A. & Olinto, A.V., *The Detectability of Neutralino clumps via Atmospheric Cherenkov Telescopes*, astro-ph/0206040 (2002).
- [101] Gondolo, P. & Gelmini, G., *Cosmic Abundances of Stable Particles : Improved Analysis*, Nucl.Phys.B 360, 145 (1991).
- [102] Degrange, B., *Principes de l'astronomie gamma*, cours de l'École de Gif (1997).
- [103] Degrange, B., *Rayonnements Cosmiques de Haute Énergie*, cours de l'École Joliot-Curie (1999).
- [104] Weidenspointner *et al.*, *SPI Observations of positron annihilation radiation from the 4th Galactic Quadrant : Sky Distribution*, astro-ph/0406178. Voir également le site électronique de la mission INTEGRAL : <http://www.esa.int/SPECIALS/Integral/>.

- [105] Hartman, R.C. *et al.*, , ApJS 123, 79 (1999).
- [106] Consulter le site électronique de GLAST : <http://www-glast.stanford.edu/>.
- [107] McCullough, J.F., *Status of the MILAGRO Gamma Ray Observatory*, compte-rendu de la conférence XXVIth ICRC, Salt Lake City (1999).
- [108] de La Beaujardière, O., *L'évolution du spectre de rayonnement synchrotron*, Annales d'Astrophysique 29, 345 (1966).
- [109] Aharonian, F. *et al.* (collaboration HEGRA), *The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV : Observations with the HEGRA stereoscopic air Cherenkov telescopes*, astro-ph/0407118 (2004).
- [110] Moskalenko, I.V., Strong, A.W., *Diffuse Galactic gamma-rays : constraining cosmic-ray origin and propagation*, compte-rendu de la conférence Astrophysical Dynamics (Evora, 14-16 avril 1999), astro-ph/9908032 (1999).
- [111] Weekes, T.C. *et al.*, *Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Čerenkov imaging technique*, ApJ 342, 379-395 (1989).
- [112] Baillon, P. *et al.*, *Observation of the CRAB in Multi TeV Gamma Rays by the THEMISTOCLE Experiment*, Astropart. Phys. 1, 341-355 (1993).
- [113] Goret, P. *et al.*, *Observations of TeV gamma rays from the Crab nebula*, A& A 270, 401-406 (1993).
- [114] Paré, É. *et al.*, *CELESTE : An Atmospheric Cherenkov Telescope for High Energy Gamma Astrophysics*, NIM A490, 71-89 (2002).
- [115] de Naurois, M., *L'expérience CELESTE : Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie gamma. Première observation de la Nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV*, thèse de doctorat de l'Université Paris VI (2000).
- [116] Manseri, H., *Astronomie Gamma au-dessus d 30 GeV. Une nouvelle méthode d'identification des rayons gamma cosmiques à partir du sol avec le détecteur CELESTE*, thèse de doctorat de l'École Polytechnique (2004).
- [117] Munz, F., *La simulation électronique de CELESTE : étude des biais et application à l'observation de la Nébuleuse du Crabe*, thèse de doctorat de l'Université Paris VII (2003).
- [118] de Vaucouleurs, G., *Photoelectric Photometry of the Andromeda Nebula in the U, B, V System*, ApJ 128, 465 (1958).
- [119] Le Gallou, R., *Mesure du flux de blazar Mrk421 au-dessus de 60 GeV avec l'expérience CELESTE*, thèse de doctorat de l'Université de Bordeaux I (2001).
- [120] Bruel, P. et Manseri, H., *Les temps morts, l'analyse, et trigrade*, note de collaboration CELESTE.
- [121] Sako, T. *et al.*, *Padding*, note de collaboration CELESTE.
- [122] Bruel, P., *Vers un nouveau traitement des données*, note de collaboration CELESTE (2001).
- [123] Piron, F., *Étude des Propriétés Spectrales et de la Variabilité de l'Émission Gamma supérieure à 250 GeV des Noyaux Actifs de galaxies de type Blazar observés dans le cadre de l'expérience CAT*, thèse de doctorat de l'Université d'Orsay (2000).

- [124] Yost, G.P., *Maximum Likelihood Approach to Lifetime Estimation in the presence of Large Experimental Errors*, NIM A224, 489-507 (1984).
- [125] Jacholkowska, A., Lavalle, J. & Piron, F., *Mean gamma-ray energy and source spectral index determination by CELESTE*, note de collaboration CELESTE (2001).
- [126] Piron, F., Lavalle, J., Jacholkowska, A. & Bussons-Gordo, J., *The Crab Nebula and Mkn 421 High-Energy Gamma-Ray Spectra from CELESTE Observations in 1999-2000*, compte rendu de la conférence ICRC Kashiwa (2002).
- [127] Durand, E., *Etude des scans d'étoiles : alignement fin des héliostats*, note de collaboration CELESTE (2001).
- [128] Bruel, P., *Compléments sur les star scans*, note de collaboration CELESTE (2002).
- [129] Piron, F., *Notice pour la mise en temps du déclenchement*, note de collaboration CELESTE (2002).
- [130] Piron, F. & Jacholkowska, A., *Estimation de l'énergie des gamma dans Celeste*, note de collaboration CELESTE (2001).
- [131] Le Gallou, R., *Temps mort du V486*, note de collaboration CELESTE (2000).
- [132] Bruel, P., *Calibration des PMTs*, note de collaboration CELESTE (1999).
- [133] Bruel, P., Holder, J., *Calibration II*, note de collaboration CELESTE (2000).
- [134] Manseri, H., *Passage à 53 héliostats : étude d'une nouvelle méthode de pointé*, note de collaboration CELESTE (2000).
- [135] de Naurois, M. *et al.* (collaboration CELESTE), *Measurement of the Crab Flux Above 60 GeV with the CELESTE Cherenkov Telescope*, ApJ 566, 343-357 (2002).
- [136] Smith, D., *Pseudo-photometry and the Celeste energy scale*, note de collaboration CELESTE (2004).
- [137] Bussons-Gordo, J., *LIDAR Atmospheric monitoring for the CELESTE gamma-ray experiment*, soumis à Astroparticle Physics (2004).
- [138] Aharonian, F. *et al.* (Collaboration HEGRA), *Search for TeV gamma ray emission from the Andromeda galaxy*, A& A 400, 153-159 (2003).

Remerciements

Une thèse n'est que rarement le fruit d'une réflexion solitaire. En ce qui me concerne, c'est un synchrétisme – de rencontres d'abord, heureuses ou moins heureuses, mais toujours instructives ; de discussions, d'apprentissage et parfois même de désapprentissage ; d'encouragements et de découragements – qui apparaît de façon plus ou moins perceptible dans ce mémoire. Et ce paragraphe de remerciements me permet d'en témoigner plus explicitement.

Je remercie tout d'abord MM. Roberto Battiston, Bernard Degrange et Jean Orloff pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse. Je remercie très chaleureusement Pierre Salati et Charling Tao pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon mémoire, et pour leurs précieux conseils et remarques qui m'ont permis d'enrichir considérablement ma réflexion et d'approfondir certains aspects de mon travail.

Je tiens également à remercier Alain Falvard pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire, ainsi que Agnieszka Jacholkowska et Gilbert Moultağa pour m'avoir proposé ce sujet de thèse en tenant compte de mes desiderata. Ces derniers ont toujours su, chacun à sa façon, me témoigner de leur soutien et me divulguer des conseils des plus avisés, tout en restant attentifs à ma progression et mes questions, voire mes doutes. Ils m'ont enrichi par leurs regards sur leurs spécialités, et offert la possibilité rare d'aborder une thématique sous des angles à la fois phénoménologiques et expérimentaux.

Je remercie chaleureusement tous les membres de la collaboration CELESTE avec lesquels j'ai partagé un bout de cette aventure. Je tiens à remercier tout particulièrement Frédéric Piron, à qui je dois ma modeste compréhension des techniques de l'astronomie gamma. Sa proximité, sa disponibilité et son expertise m'ont été extrêmement précieuses tout au long de ma thèse. Je remercie également Philippe Bruel pour sa disponibilité et ses conseils sans lesquels je n'aurais pu mener convenablement l'analyse des données M31 ; nos échanges ont été des plus enrichissants, et auront très souvent permis de mieux orienter mon travail expérimental. Je remercie David Smith, le responsable de l'expérience, pour son accueil chaleureux au sein de la collaboration, pour l'attention particulière qu'il a portée à mon travail, et pour le sens pédagogique dont il a témoigné lors de mes premières nuits de prise de données en sa compagnie. J'ai une pensée pleine de gratitude pour Hakima Manseri qui n'a pas porté plainte pour harcèlement moral, malgré la fréquence parfois soutenue des questions que je lui ai adressées pendant qu'elle rédigeait sa thèse. Je remercie très amicalement mon plus fidèle compère de prises de données à Thémis, Javier Bussons Gordo, spécialiste de la bonne atmosphère, dans tous les sens du terme : par-delà tous les bons souvenirs que je conserverai de ces

moments, je me félicite d'une telle rencontre. Une grande leçon de cohérence qu'il m'a donnée à son insu figure explicitement sur les transparents de sa présentation à l'atelier VERITAS, organisé à Chicago en 2002 : son transparent de conclusion révélait l'acrostiche "no to war" ! Enfin, j'ai une pensée amicale pour Antoine Perez, dont le personnage reste pour moi indissociable du site de Thémis : au-delà de sa disponibilité sur les aspects techniques, sa gentillesse et son sens de l'accueil auront rendu les périodes d'observation des plus agréables.

Je remercie chaleureusement Edmond Giraud dont j'ai eu la chance de partager le bureau durant trois ans. Par sa grande culture scientifique, son écoute et ses nombreuses remarques, il m'aura éveillé à de nombreux aspects sur ma thématique de recherche. Je lui dois beaucoup, plus précisément sur ce qui traite d'astrophysique et de cosmologie. Je n'aurais pu mener mon étude sur Draco sans son expertise ni ses conseils. J'exprime également très amicalement ma gratitude à Richard Taillet pour sa disponibilité tout au long de ma thèse, pour le sens pédagogique de ses réponses et de ses remarques, et pour les riches discussions qui ont rythmé parcimonieusement ces trois dernières années. Je remercie Karsten Jedamzik pour les échanges que nous avons eus autour de la cosmologie non standard, et pour l'aide qu'il m'a apportée dans l'usage du logiciel Pythia.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à tous les membres du Groupe d'Astroparticules de Montpellier, pour m'avoir supporté durant trois ans, depuis les quelques mètres carrés du bâtiment 11 jusqu'aux nouveaux locaux du bâtiment 13.

En particulier, je tiens à adresser une pensée très amicale à Michèle Bourgeat. Sa bonne humeur face à quasiment toutes les circonstances et son regard positif sur ce qui l'entoure me laisseront un souvenir impérissable, et m'ont souvent permis de passer outre les moments les plus difficiles, moments de profonde contrariété ou de perte dramatique de confiance. Je remercie également Sylviane Becquet pour les relations cordiales que nous avons entretenues, et qui ont contribué à rendre agréable mon cadre professionnel. Une pensée pour Georges Vasileiadis qui doit s'ennuyer aujourd'hui de ne plus décompter les jours précédant ma soutenance, également pour Saedda Sajjad, Richard Britto et Julien Bolmont pour qui le jour j approche à grands pas.

Je remercie de tout mon cœur Daphné, Iman, Marga et Mathilde pour avoir très gentiment accepté de relire ce mémoire dans un but presque humanitaire, sans espoir préalable de compréhension, afin uniquement d'en améliorer le contenu orthographique et la forme langagière.

J'adresse ma dernière pensée à mes parents et à mon frère, qui m'ont toujours accordé leur confiance et leur soutien, malgré les fragrances aventureuses et buissonnières dont mon parcours universitaire est empreint, malgré la diversité des chemins explorés et ma propension naturelle à m'écarter systématiquement de la voie tracée. Une telle confiance nourrit une force incoercible qui participe à tout, et en particulier aux étapes importantes de la vie. Je leur en serai éternellement reconnaissant.

Résumé / Abstract

Ce mémoire aborde la problématique de la matière noire, sous des angles à la fois phénoménologiques et expérimentaux. Dans le MSSM, la matière noire froide et non-baryonique, mise en évidence aux différentes échelles de l'univers par ses effets gravitationnels, trouve une origine sous la forme de fermions de Majorana : les neutralinos. Ces particules peuvent en principe s'annihiler dans les halos de galaxies, et être à l'origine de rayonnement gamma. Or, les flux prédits pour ces modèles sont généralement faibles au regard des sensibilités expérimentales. Après avoir établi des prédictions de flux de photons gamma pour les galaxies M31 et Draco dans le cadre du MSSM, nous généralisons les couplages du MSSM au moyen d'un lagrangien effectif. Nous montrons que la seule contrainte d'une densité fossile d'intérêt cosmologique suffit évidemment à réduire considérablement les flux de photons, indépendamment de la nature quantique de la matière noire (fermions de Dirac/Majorana), mais que des couplages effectifs permettent d'atteindre des prédictions plus optimistes. Enfin, nous présentons la recherche de matière noire opérée avec le télescope à effet Tcherenkov CELESTE, reposant sur l'observation de la galaxie M31. Nous développons une méthode de reconstruction spectrale, préalable à la recherche d'un signal exotique. L'analyse des données collectées sur M31 permet d'obtenir la première limite expérimentale sur une galaxie dans l'intervalle 50-500 GeV, et fournit une information astrophysique dépassant la seule problématique de la matière noire.

The purpose of this thesis is to discuss both phenomenological and experimental aspects of Dark Matter, related to its indirect detection with gamma-ray astronomy. In the MSSM framework, neutralinos arise as natural candidates to non-baryonic and Cold Dark Matter, whose gravitational effects manifest in the Universe at different scales. As they are Majorana particles, they may in principle annihilate in high density regions, as the centres of galaxies, and produce gamma rays. Nevertheless, the expected fluxes are basically low compared to experimental sensitivities. After estimating gamma fluxes from M31 and Draco galaxies in the MSSM scheme, we first generalize the MSSM couplings by studying an effective Lagrangian. We show that the only constraint of imposing a relic abundance compatible with recent measurements obviously deplete significantly the gamma ray production, but also that predictions in this effective approach are more optimistic for indirect detection than the MSSM. In a second part, we present the indirect searches for Dark Matter performed with the CELESTE Cherenkov telescope towards the galaxy M31. We propose a statistical method to reconstruct spectra, mandatory to discriminate classical and exotic spectra. The M31 data analysis enables the extraction of an upper limit on the gamma ray flux, which is the first worldwide for a galaxy in the energy range 50-500 GeV, and whose astrophysical interest goes beyond indirect searches for Dark Matter.