

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
OBSERVATORIO DO VALONGO

Projeto Final do Curso de Astronomia

OTIMIZAÇÃO EM DETECÇÃO INDIRETA DE MATÉRIA
ESCURA

Aion Viana

Resumo

Neste trabalho nós tratamos o problema da otimização das técnicas de busca por matéria escura através de observações indiretas. Em particular nós nos interessamos pelo estudo da dependência da relação sinal-ruído em relação à janela angular utilizada nas observações de raios gama vindos da Via-Láctea e do Universo, levando em consideração diferentes modelos astrofísicos e supersimétricos de matéria escura. Nós analisamos o caso onde há aniquilação de matéria escura, tendo como candidatos para partícula de matéria escura diferentes modelos de neutralino, e o caso onde há desintegração de matéria escura, tendo como candidatos para partícula de matéria escura diferentes modelos de gravitino. Contrariamente ao que se é normalmente assumido, nós mostramos que a melhor estratégia seria de concentrar as buscas por um sinal de matéria escura em janelas angulares que excluem o disco galáctico, e o tamanho ótimo dessas janelas dependerá da distribuição angular do sinal e do fundo de raios gama. Finalmente nós utilizamos nossa análise para dar previsões sobre a possibilidade de detecção de um sinal provindo tanto da aniquilação quanto da desintegração de matéria escura, utilizando os dados que serão obtidos pelo telescópio espacial GLAST.

Résumé

Nous avons traité dans ce travail la problématique de l'optimisation des techniques de recherche de matière noire par des observations indirectes. En particulier nous nous sommes intéressé par l'étude de la dépendance du rapport signal sur bruit par rapport à la fenêtre angulaire utilisé pour des différents modèles astrophysiques et supersymétriques de la matière noire. Nous avons traité le cas de l'annihilation de la matière noire, ayant comme candidat le neutralino, et le cas de la désintégration de la matière noire, ayant comme candidat le gravitino. Contrairement à ce qui est couramment assumé, nous montrons que la meilleur stratégie serait de centrer nos recherches sur de fenêtres angulaires qui excluent le disque galactique, où la taille optimale dépendra de la distribution angulaire du signal et du fond. Nous avons fait alors des prévisions d'une possible détection d'un signal, provenant soit de l'annihilation soit de la désintégration de matière noire, par le satellite GLAST.

Abstract

In this work we have treated the problem of the optimisation of the indirect searches techniques for Dark Matter detection. We have focused our efforts on the study of the Signal-to-noise ratio dependence on the angular window for different astrophysics and supersymmetric Dark Matter models. We take the cases of self-annihilating Dark Matter, with a neutralino as candidate, and the decaying Dark Matter, with a gravitino as candidate. Contrarily to what is often assumed, we find that the best strategy is to focus on an angular window that exclude the Galactic Disk, where the optimal size depends on the angular distribution of the signal and the backgrounds. And finally we had made some previsions of a detectable signal, coming from a self-annihilation or a decaying of the Dark Matter, by the GLAST satellite.

Contents

Introduction	5
1 La Matière Noire	6
1.1 Évidences de la Matière Noire	6
1.2 Distribution dans l'Univers	7
1.3 Candidats	8
1.4 Contraintes	9
1.5 Détection directe de Matière Noire	10
1.6 Détection indirecte de Matière Noire	11
2 Optimisation de la fenêtre angulaire d'observation de la radiation émise par la Matière Noire	14
2.1 Présentation de la problématique	14
2.2 Le cas de l'annihilation de matière noire	16
2.2.1 La raie spectrale	16
2.2.2 Le continuum	17
2.3 Le cas de la désintégration de matière noire	19
2.3.1 La raie spectrale	21
3 Discussion des résultats	21
4 Conclusion	25

Introduction

La Matière Noire est un des plus grands paradigmes de la Physique moderne. Depuis la publication du "*Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*" par Isaac Newton en 1687 où il expliquait le mouvement des objets astrophysiques par les lois de la gravitation, par plusieurs fois dans l'histoire des déviations de la trajectoire attendue de ces objets ont été observés. L'étude de ces déviations nous a beaucoup apporté en termes de connaissance de notre Univers. En effet, à chaque fois qu'une anomalie a été observée dans le mouvement des planètes du Système Solaire, on a proposé deux solutions possibles à ce problème: soit nous devons remettre en cause la validité des lois de la gravitation, soit cela indiquerait l'existence d'un objet qui n'a pas été observé.

Ainsi, lorsqu'on a observé une anomalie dans la trajectoire d'Uranus l'astronome français U. Le Verrier et l'astronome anglais John Couch Adams ont proposé l'existence de Neptune, qui a été observé en 1846 par J.G.Galle. En revanche, la tentative d'expliquer les anomalies du mouvement de Mercure par l'existence d'un nouveau planète, appelé Vulcan, a échoué, et la solution finale a été donnée ultérieurement par la Théorie de la Relativité Générale d'Albert Einstein, qui proposait une description beaucoup plus raffinée des lois de la gravitation.

Le problème actuel de la Matière Noire est conceptuellement très similaire aux problèmes d'auparavant énoncés ci-dessus. Nous observons des anomalies très importantes des grands systèmes astrophysiques dans des échelles qui vont du galactique au cosmologique, qui peuvent être expliquées soit en postulant l'existence d'une grande quantité de matière apparemment indétectable (électromagnétiquement), d'où *noire*, soit en remettant en cause les limites de validité des lois de la gravitation et de la théorie de la relativité générale.

L'existence d'une matière noire est l'hypothèse plus répandue dans le milieu scientifique. D'une part motivé par le succès de la théorie de la relativité générale dans l'explication des phénomènes dans la même échelle que celle des systèmes où nous observons les anomalies des mouvements, d'autre part par les modèles théoriques au-delà du modèle standard de la physique des particules, qui nous proposent des particules qui sont des fortes candidates à être la particule de matière noire.

Ce document a été organisé d'une façon à ce qu'il puisse refléter la démarche de travail effectuée lors de ce travail de recherche, notamment nous avons commencé par une étude bibliographique pour donner les bases et les motivations théoriques pour le choix des modèles qui seraient utilisés dans la suite, où nous avons attaqué le problème de l'optimisation de la détection indirecte de matière noire. Ainsi dans la première partie de ce document nous présentons les enjeux de la problématique qui est la matière noire. Dans un premier moment nous montrons les évidences de matière noire dans plusieurs échelles astrophysiques. Nous développons alors les prédictions théoriques pour la distribution de matière noire. En suite nous présentons les plusieurs candidats pour la matière noire, et en faisant nos choix théoriques nous donnons les contraintes qui ont été déjà rencontrées pour ces exemples. Finalement nous finissons la première partie en parlant des efforts qui ont été déjà faits dans la détection directe aussi bien que l'indirecte de matière noire.

Lors de la deuxième partie nous développons le problème de l'optimisation de la fenêtre angulaire d'observation de la radiation émise par la matière noire. Nous faisons

notre analyse sur des différents modèles théoriques de matière noire. D’abord nous analysons le cas de la matière noire qui s’annihile, en suivant le modèle et la démarche de l’article [2] de P. Serpico et G. Zaharijas, et en suite nous analysons le cas de la matière noire qui se désintègre, en suivant la même démarche que dans le dernier article, mais en utilisant le modèle développé dans [4] par Bertone et al..

1 La Matière Noire

1.1 Évidences de la Matière Noire

L’évidence la plus directe et plus convaincante pour la matière noire dans l’échelle galactique vient de l’observation de la courbe de rotation des galaxie spirales, qui n’est autre que la courbe des vitesses de rotation des étoiles et du gaz en fonction de leur distance du centre galactique.

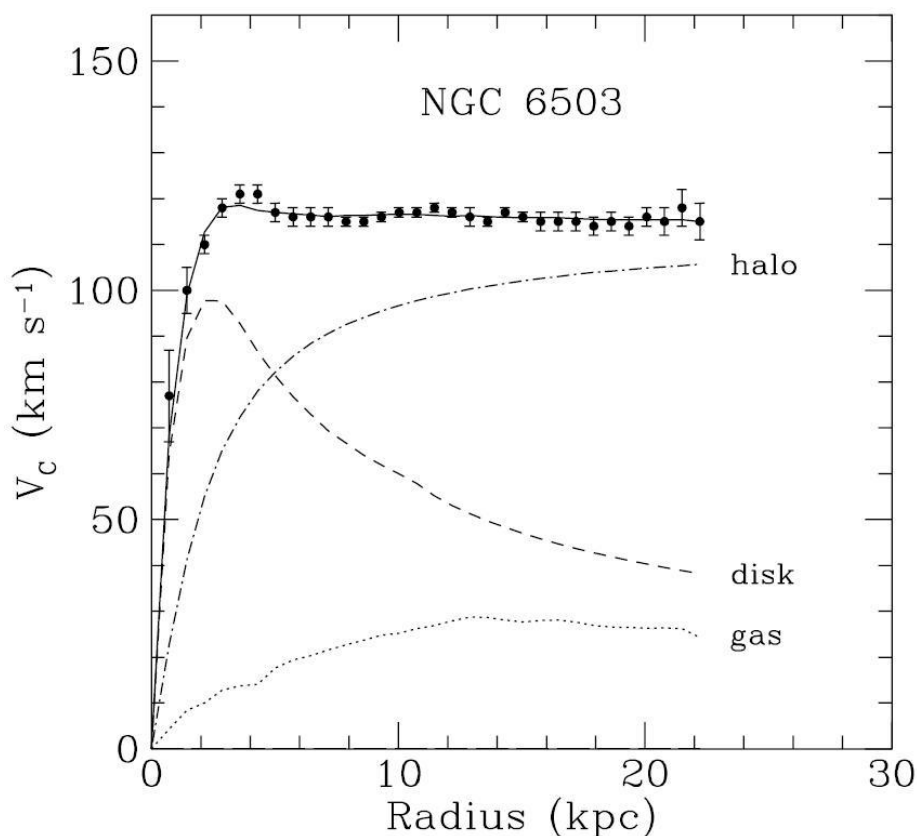


Figure 1: Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503 [1]

Cette courbe de rotation est une mesure directe de la distribution globale de matière dans la galaxie. La vitesse maximale de rotation d’une galaxie spirale se trouve à quelques kilo-parsecs du centre, puis elle est censée décroître, en suivant une décroissance képlérienne. Toutefois les courbes de rotation observées montrent un comportement plat à des grandes distances.

Par analyse newtonienne, la vitesse de rotation s’écrit comme

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}, \quad (1)$$

avec $M(r) \equiv 4\pi \int \rho(r)r^2 dr$, où $\rho(r)$ est la densité de masse, et donc elle devrait décroître en $1/\sqrt{r}$ au-delà du disque optique. Le fait que $v(r)$ est approximativement constant implique l'existence d'un halo avec $M(r) \propto r$ et $\rho \propto 1/r^2$.

Les mouvements de galaxies au sein des amas ont révélé le même problème que l'étude des mouvements des étoiles dans les galaxies et suggèrent donc la présence de matière noire entre les galaxies. La masse d'un amas peut être déterminé par plusieurs méthodes, comme par exemple en appliquant le théorème du viriel pour les vitesses radiales observées, par lentille gravitationnelle, ou même en étudiant le profil de l'émission de rayon X qui peut tracer la distribution du gaz chaud émetteur dans quelques amas. Quoiqu'il en soit, nous trouvons toujours une divergence entre ce que nous calculons en utilisant la masse baryonique observée et ce que nous observons.

L'évidence de matière noire à l'échelle cosmologique vient surtout du problème de la formation des structures dans l'Univers. Un résultat central est qu'il est difficile de comprendre comment une quantité de baryons $\Omega_b = (0.02 \pm 0.01)h^{-2}$, où Ω_b est la densité baryonique de l'Univers, pourrait avoir créé les structures observées. Le principal problème provient de ce que les photons d'origine cosmologique, ou les photons du fond cosmique (appelé "CMB" dans la littérature: *Cosmic Microwave Background*), ont un spectre en énergie quasiment isotrope. Cela implique que à l'époque de la formation des structures la distribution des baryons était très homogène. Passer de cet état homogène à l'état inhomogène que nous connaissons à présent est "difficile" s'il n'y a que des baryons en raison de leur couplage étroit aux photons qui, eux, ont une répartition très homogène. C'est pourquoi l'hypothèse d'une matière noire qui n'interagit que faiblement avec la matière (donc non-baryonique) s'avère convenable, car comme elle n'est pas couplée aux photons cela l'aurait permis de créer des fluctuations de densité bien avant la matière ordinaire. Ces fluctuations auraient ainsi pu attirer, par gravitation, la matière ordinaire lors du découplage matière-rayonnement de la nucléosynthèse primordiale.

1.2 Distribution dans l'Univers

Les analyses de la masse dynamique de l'Univers, d'après les plusieurs méthodes citées ci-dessus nous donnent une estimative de

$$\Omega_b h^2 = 0.02 \pm 0.001 \quad \text{and} \quad \Omega_M h^2 = 0.14 \pm 0.02 \quad (2)$$

pour les densités de matière baryonique et de matière total (non-relativiste), respectivement, où cette dernière inclut la densité de matière noire, de baryons et de neutrinos massives.

Cependant la compréhension de comment cette matière est distribuée dans les structures en grande échelle est très méconnue. La description de l'évolution des structures à partir des inhomogénéité primordiale est un tâche très difficile dû à l'action de plusieurs processus qui ont eu lieu depuis cela, comme la dynamique du gaz, le refroidissement radiatif, la photoionization, la récombinaison et le transfert radiatif. De plus, toute prédiction théorique doit être en accord avec l'Univers observé.

L'approche plus utilisé pour essayer de résoudre le problème de la formation de grandes structures est basé sur des simulation des N-corps. Ainsi l'évolution des structures normalement est approximé par des modèles de regroupement gravitationnelle non-linéaire

à partir d’une condition initiale pour la matière noire, et peut être raffiné en introduisant les effets de la dynamique du gaz, la chimie, le transfert radiatif et autres processus astrophysiques.

Les simulation de N-corps plus récentes suggèrent l’existence d’un profil universelle de matière noire, indépendant de la masse de la particule utilisé et de l’époque. La paramétrisation pour la densité d’un halo de matière noire est

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(r/R)^\gamma [1 + (r/R)^\alpha]^{(\beta-\gamma)/\alpha}}. \quad (3)$$

où ρ_0 est une constante de normalisation et R est un rayon caractéristique au-dessous duquel le profil décroît en $r^{-\gamma}$. La normalisation est choisit tel que la masse contenue dans le cercle solaire(dans le cas de la Voie Lactée) soit celle qui donne la contribution correcte pour les courbes de rotation locales, d’où nous déduisons $\rho_\odot = \rho(r_\odot)$, avec r_\odot la distance du soleil au centre galactique, et puis la bonne constante de normalisation pour chaque profil.

Plusieurs groupes ont trouvé des résultats différents pour le profil dans les régions centrales des galaxies et des amas de galaxie. En particulier nous avons les trois modèles les plus utilisés qui ont été proposés par Navarro, Frenk end White (NFW) [11], Kravtsov et al. (Kra) [13] et Moore et al. (Moore) [12]. Nous donnons les valeurs des paramètres dans le tableau ci-dessous(Table 1). Ces paramètres seront utilisés dans la deuxième partie pour le calcul de flux de rayons gammas produits par la martière noire.

Modèle	α	β	γ	$\rho_\odot (GeV cm^{-3})$	R (kpc)
Kra	2.0	3.0	0.4	0.47	10
NFW	1.0	3	1.0	0.30	20
Moore	1.5	3.0	1.5	0.27	28

Table 1: Paramètres des modèles les plus utilisés pour la densité de matière noire dans la Voie Lactée.

1.3 Candidats

Comme nous l’avons déjà justifié dans les section précédentes les modèles actuellement plus étudiés supposent qu’il existe de là matière noire sous une forme qui n’a eu que des interactions faibles et qui a été non-relativiste depuis l’époque où la température de l’Univers était de l’ordre du MeV. Cette matière est appelée de façon générique ”matière noire froide” ou CDM (*cold dark matter*). En effet cette matière serait formée de particules massives non-baryoniques interagissant faiblement, appelées génériquement des ”WIMPS” (weakly interacting massive particles).

Cependant, il n’existe pas de WIMP connu dans le zoo actuel des particules élémentaires et leur existence est une prévision hardie de la cosmologie. Certaines extensions du Modèle Standard de la physique des particules élémentaires prévoient l’existence de wimps suffisamment lourds pour ne pas avoir encore été détectés dans les accélérateurs. Deux exemples de classe de modèles qui prévoient l’existence des wimps sont les modèles

”supersymétriques” et les modèles de ”dimensions supplémentaires”.

Dans les modèles supersymétriques, chaque fermion (resp. chaque boson) est apparié avec un partenaire supersymétrique qui est un boson (resp. un fermion). Le partenaire supersymétrique le plus léger (LSP) est stable et ne peut avoir que des interactions faibles, ce qui en fait un candidat idéal pour un wimp. Parmi les modèles supersymétriques nous choisissons de travailler avec son extension minimale du Modèle Standard, appelé MSSM (*Minimal Supersymmetric Standard Model*). Le MSSM est *minimale* dans le sens qu’il contient la plus petite quantité de champs nécessaires pour créer tous les champs du Modèle Standard. La nature du LSP dans le MSSM est contrainte par plusieurs observations, en particulier elle doit avoir charge et couleur égale à zéro. Cela nous laisse deux candidates principales pour LSP:

-les *neutralino* qui sont les partenaires supersymétriques des bosons de gauge B et W_3 et des bosons neutres de Higgs H_1^0 et H_2^0 . Ces particules sont souvent considérées comme étant leur propres antiparticule, ce qui rendrait possible la détection de signaux provenant de l’annihilation de ces particules dans l’Univers;

-les *gravitinos* qui sont les partenaires supersymétriques du graviton et qui peuvent être le partenaire supersymétrique le plus léger dans certains modèles supersymétriques. Contrairement aux neutralinos, l’annihilation n’est pas un processus fréquent dans l’Univers pour les gravitinos, par contre dans certains modèles, où il y a une brisure de la parité- R de la physique des particules, les gravitinos pourraient se désintégrer et auraient un temps de vie suffisamment court pour qu’il soit possible de détecter des signaux provenant de leur désintégration;

Dans la recherche d’une autre théorie fondamentale avec une description unifiée de toutes les interactions, des physiciens ont développé des théories avec des dimensions supplémentaires, en suivant l’idée de Kaluza, qui a fait une extension à quatre dimensions spatiales pour inclure l’électromagnétisme dans une théorie ”géométrique” de la gravitation. Dans les théories avec des dimensions supplémentaires unifiées, dans lesquelles toutes les particules et champs du Modèle Standard peuvent se propager par des dimensions supplémentaires, la particule de Kaluza-Klein la plus légère, ou le plus léger état d’excitation des particules du Modèle Standard, est un candidat possible de matière noire. Cet état est normalement noté comme $B^{(1)}$.

1.4 Contraintes

Pour le neutralino la limite inférieure de sa masse est de 47 GeV. Cela a été donné par l’analyse combinée des trois expériences:

1. Les recherches de l’ALEPH¹ pour la production des paires par le *Lightest Chargino* à une énergie du centre de masse jusqu’à 208 GeV
2. Les résultats du LEP² dans les recherches du slepton dans le LEP SUSY WG³
3. Les résultats du LEP dans les recherches du Higgs sur le mode hZ dans le LEP HIGGS WG

Les résultats pour la limite inférieure peuvent être vus sur la Fig. 2.

¹APPARATUS FOR LEP PHYSICS

²Large Electron-Positron Collider

³Working Group

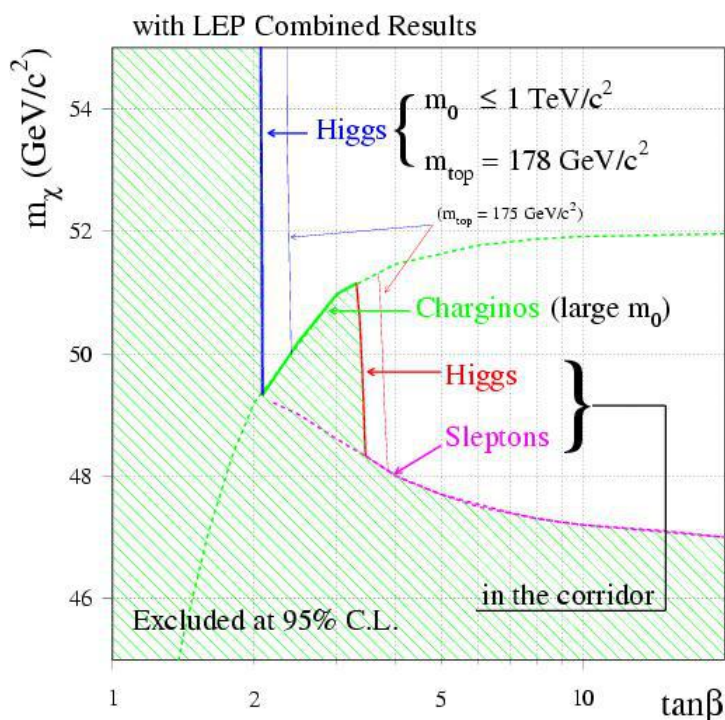


Figure 2: Résultat de la limite inférieure pour la masse du neutralino en fonction du paramètre $\tan \beta$ [16].

Dans le cas du gravitino, d'après l'article de Buchmuller et al. [5] nous fixons une limite inférieure pour la masse de 5 GeV, par des considération sur la nucléosynthèse primordiale. D'autre part des analyses ont été faites d'après les observation du télescope EGRET⁴ et du flux que celui-ci a observé. En particulier, dans l'article de Bertone et al. [4] ils montrent les limites inférieures pour le temps de désintégration par rapport à la masse du gravitino, déjà exclu par EGRET et les régions où le télescope GLAST⁵ pourrait découvrir un signal provenant de sa désintégration. Nous pouvons le voir dans la Fig. 3.

1.5 Détection directe de Matière Noire

Les expériences de détection directe sont des techniques très prometteuses pour la détection de la particule de matière noire. L'idée est simple: si la galaxie est remplie avec WIMPs, alors beaucoup d'entre eux passent à travers la Terre, ce qui rendrait possible l'observation de l'interaction de ces particules avec la matière, par exemple par l'analyse de l'énergie de recul d'un noyaux lorsqu'un WIMP serait diffusé par celui-ci.

Plus de 20 expériences de détection directe de matière noire sont actuellement en opération ou en développement. Dans ces expériences plusieurs techniques ont été développées pour mesurer le recul d'un noyaux par diffusion de la matière noire. Ces

⁴Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope

⁵Gamma-ray Large Area Space Telescope

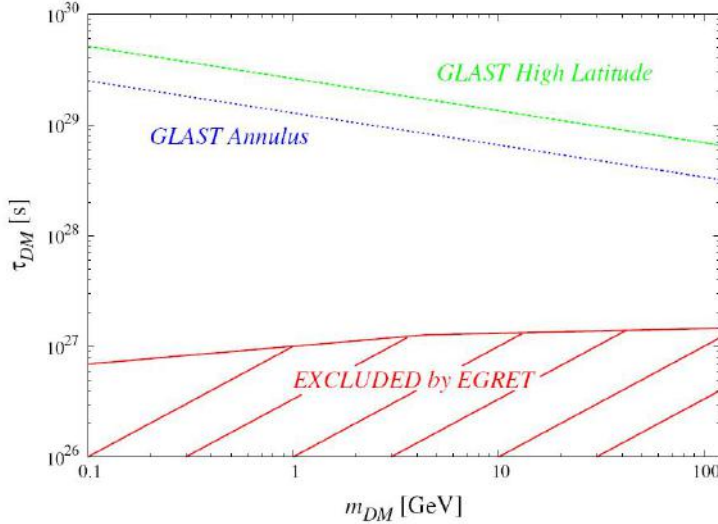


Figure 3: Plot d'exclusion dans le plan (m_{DM}, τ_{DM}) basé sur les données de EGRET. Les régions au-dessous de la ligne rouge sont exclues parce qu'elles prévoient un signal plus fort que celui observé par EGRET. On montre aussi les régions où le GLAST pourrait observer un signal provenant de la désintégration du gravitino[4].

méthodes incluent l'observation de scintillation (utilisée par DAM⁶, ZEPLIN-I⁷, NAIAD⁸, LIBRA⁹), l'observation des photons (utilisée par CREST¹⁰ et CUORICINO¹¹) et l'observation de l'ionisation (utilisée par HDMS¹², GENIUS¹³, IGEX¹⁴, MAJORANA¹⁵ et DRIFT¹⁶). De plus quelques expériences utilisent des techniques multiples, comme le CDMS¹⁷ et le Edelweiss¹⁸, qui utilisent des techniques d'ionisation et de photon.

Beaucoup de ces expériences ont déjà donné des limites très fortes pour la section efficace de diffusion élastique avec protons et neutrons pour plusieurs candidats de matière noire, comme nous pouvons voir dans Fig. 4 pour les deux meilleures limites obtenues en détection directe par CDMS et Edelweiss.

1.6 Détection indirecte de Matière Noire

La détection indirecte de matière noire est la technique d'observation des produits d'annihilation ou de désintégration de matière noire. Parmi les plusieurs produits nous pouvons citer des neutrinos, des positrons, des anti-protons et des rayons gamma. Dans notre étude nous nous intéressons à la détection des rayons gamma.

⁶Dark Matter

⁷ZonEd Proportional scintillation in LIquid Noble gases

⁸NaI Advanced Detector

⁹Large sodium Iodide Bulk for RAre processes

¹⁰Collisionally REgenerated STtructure

¹¹little Cryogenic Underground Observatory for Rare Events

¹²Heidelberg Dark Matter Search

¹³GERmanium NITrogen Underground Setup

¹⁴International Germanium EXperiment

¹⁵<http://majorana.pnl.gov/>

¹⁶Directional Recoil Identification From Tracks

¹⁷Cryogenic Dark Matter Search

¹⁸Expérience pour DETecter Les Wimps En Site Souterrain

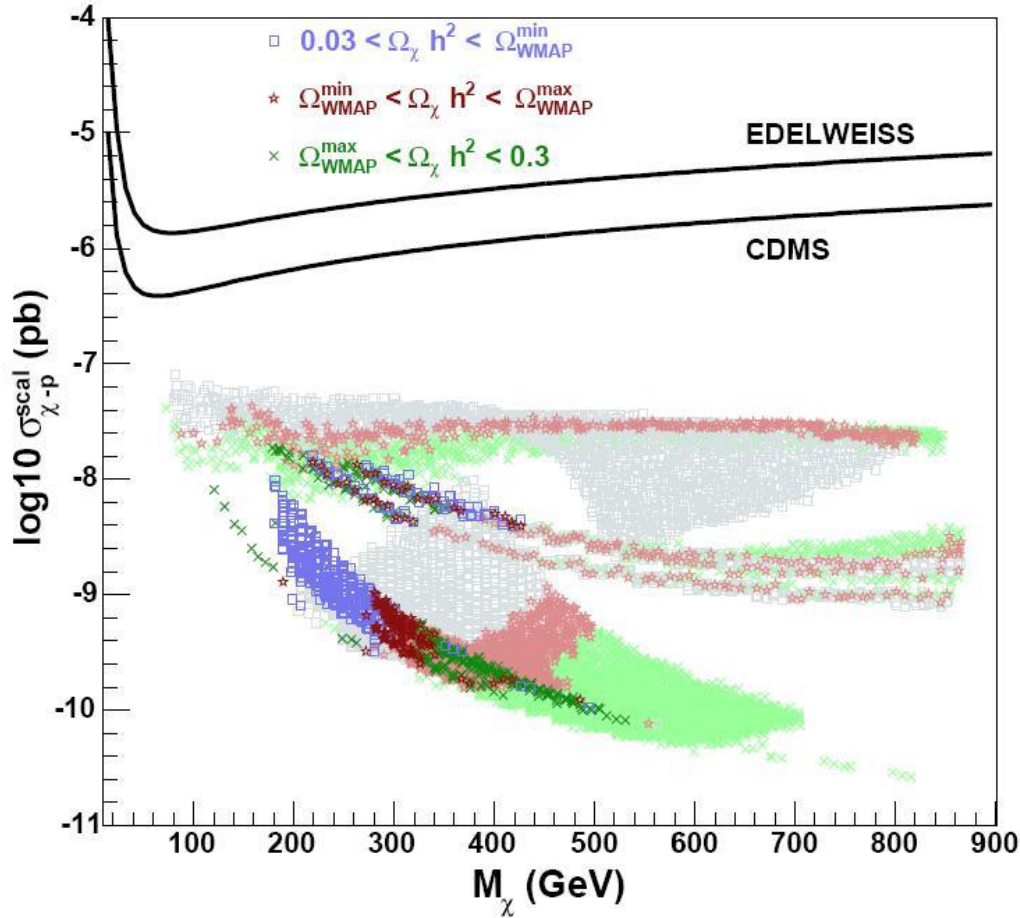


Figure 4: Sensibilité actuelle de la détection directe de matière noire. C'est montré les limites supérieurs donnés par EDELWEISS et CDMS[1].

Pour observer des rayons gamma cosmiques directement, l'observation doit être fait de l'espace. Dans la plage d'énergie d'importance (du GeV au TeV), les photons interagissent avec la matière par création de paires e^+e^- , ce qui nous donne une longueur d'interaction d'approximativement 38 g cm^{-2} , qui est beaucoup plus courte que l'épaisseur de l'atmosphère de la Terre (1030 g cm^{-2}). Ainsi, pour les énergies que nous considérons, les rayons gamma n'atteignent pas les télescopes sur sol. Il existe néanmoins des techniques qui ont été développées pour détecter de façon indirecte les rayons gamma sur des télescopes basés sur sol.

Quand un photon interagit dans l'atmosphère il produit une cascade électromagnétique et de particules secondaires. Nous pouvons alors observer de façon indirecte les rayons gamma par la détection de ces particules secondaires et du rayonnement, appelé rayonnement Cerenkov, dû au passage de ces rayons gamma par l'atmosphère de la Terre.

Encore les observations faites avec des télescopes spatiaux restent les plus prometteuses. Le premier télescope spatial conçu pour observer des rayons gamma d'hautes énergies a été EGRET (*Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope*). Il a été lancé en 1991 et il a observé l'Univers dans une plage d'énergie qui allait jusqu'à approximativement 30 GeV. EGRET a accumulé un grand catalogue des sources de rayons gamma, dont quasiment 60% restent non identifiés.

Le prochain observatoire spatiale de rayons gamma sera le GLAST, qui a été lancé le 11 Juin 2008. Comme pour son prédécesseur, GLAST va détecter des rayons gamma en analysant les caractéristiques de la production des paires e^+e^- dans l'interaction des rayons gamma incidents sur un couche dense de tungstène. La surface effective du GLAST sera de 1 m^2 , considérablement plus grande que celle de EGRET. Il aura une résolution angulaire de l'ordre d'un minute d'arc, comparé avec le degré d'arc pour EGRET, et une résolution en énergie de $\pm 7\%$ à 1σ . Enfin il sera sensible à des rayons gamma qui vont jusqu'à quelques centaines de GeV en énergie, comme nous le pouvons voir dans la Fig. 5.

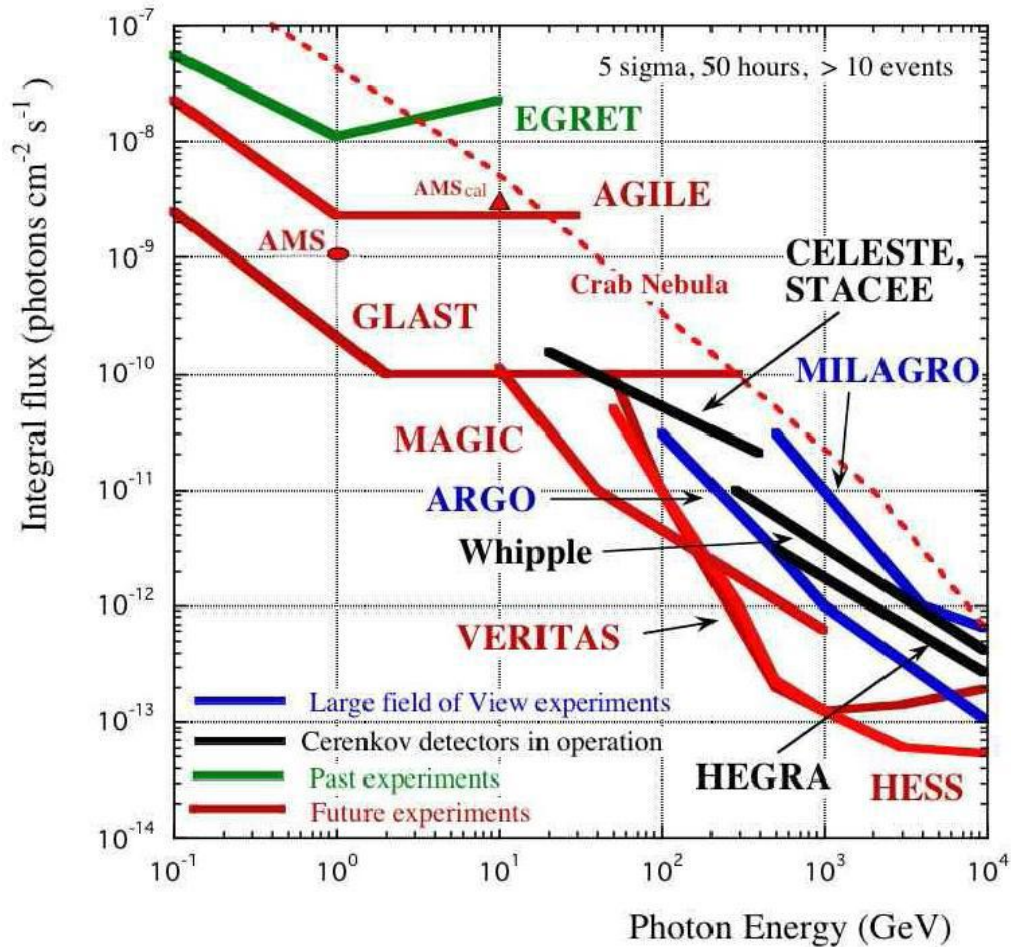


Figure 5: Sensibilité des détecteurs actuelles et futures de l'astrophysique de rayons gamma[1].

Toutes les informations et contraintes données jusqu'à présent vont être utilisés dans la partie suivante. La méthode de détection indirecte vas aussi être plus détaillé pour des différents modèles de matière noire.

2 Optimisation de la fenêtre angulaire d'observation de la radiation émise par la Matière Noire

2.1 Présentation de la problématique

Le but de toute technique d'observation indirecte de matière noire est de détecter et identifier un signal provenant soit de l'annihilation, soit de la désintégration des particules de matière noire. Pour la détection de tel signal nous savons que la radiation émise par la matière noire est proportionnelle aux taux d'annihilation ou de désintégration, et d'autre part les taux d'annihilation et de désintégration sont proportionnelles au carré de la densité de matière noire, $\Gamma_A \propto \rho_{DM}^2$, pour l'annihilation, et à la densité de matière noire, $\Gamma_D \propto \rho_{DM}$, pour la désintégration. De ce fait, les endroits, à priori, plus naturelles pour chercher un signal provenant de la matière noire sont des régions où nous avons une grande densité de matière noire accumulé.

Plusieurs cibles ont été étudiés dans la littérature, comme le centre galactique, des galaxies proches ou des amas des galaxies. Cependant pour identifier un signal de matière noire celui-ci doit être comparé avec d'autres sources de rayons gamma, pour qu'il ne soit pas caché par le signal de ces sources, qui caractérisent alors un bruit dans la détection de matière noire. EGRET a identifié plusieurs sources de rayons gamma, en particulier nous avons un flux diffus des rayons gamma qui viens de toute partie du ciel. Ce flux diffus peut être divisé en deux parties, une partie galactique anisotrope et une autre extragalactique isotrope. Le fit donné par EGRET du flux galactique est donné par:

$$I_{gal}(E, l, b) = N_0(l, b) \times 10^{-6} \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-\alpha} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{GeV}^{-1}, \quad (4)$$

où les arguments l, b sont en degré, avec $-180^\circ \leq l \leq 180^\circ$ et $-90^\circ \leq b \leq 90^\circ$, $\alpha \cong 2.7$, et

$$N_0(l, b) = \begin{cases} \frac{85.5}{\sqrt{1+(l/35)^2} \sqrt{1+[b/(1.1+0.022|l|)]^2}} + 0.5, & |l| \geq 30^\circ \\ \frac{85.5}{\sqrt{1+(l/35)^2} \sqrt{1+(b/1.8)^2}} + 0.5, & |l| \leq 30^\circ \end{cases} \quad (5)$$

Le fit pour l'intensité du flux extragalactique est donné par:

$$I_{ex}(E) = \kappa_0 \times 10^{-6} \left(\frac{E}{0.451\text{GeV}} \right)^{-\beta} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{GeV}^{-1}, \quad (6)$$

avec $\beta = 2.10 \pm 0.03$, $\kappa_0 = (7.32 \pm 0.34)$. Ce fit est valide pour des énergies qui vont du $E \approx 10$ MeV à $E \approx 100$ GeV, mais pour tous les modèles qui nous avons utilisé qui prévoient une émission des photons avec des énergies supérieures à 100 GeV nous avons utilisé une extrapolation de ces spectres à des énergies plus grandes.

EGRET a observé aussi une source, pas encore identifié, des rayons gamma (dans la plage du GeV) très proche du centre galactique. D'autres télescopes ont observé aussi encore une autre source de rayons gamma provenant du centre galactique. Notamment le HESS, un télescope de radiation Cerenkov, a mesuré le spectre de cette source, qui est donné par la loi de puissance;

$$\Phi^{GC} = 1.0 \times 10^{-8} \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-2.25} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}. \quad (7)$$

Des tentatives de détection d'un signal de matière noire provenant d'autres sources extragalactiques, comme la Galaxie d'Andromède ou les amas des galaxies comme Coma ou Virgo, se sont révélés très difficiles. Le flux total de ces objets est très faible par rapport au flux du fond diffus des rayons gamma, ce qui demanderait une sensibilité trop petite pour les télescopes actuelles.

C'est pourquoi nous avons choisi de travailler dans la détection de matière noire provenant du halo galactique, en excluant le centre. Notre travail consiste alors à optimiser les stratégies de recherche du signal de matière noire. Les deux paramètres utilisés pour cela sont la plage d'énergie, qui sera déduite en étudiant le spectre théorique d'annihilation ou de désintégration, et la distribution angulaire du signal.

Le choix de la plage d'énergie est un sujet largement étudié, et il dépendra du modèle au-delà du Modèle Standard utilisé et de la sensibilité du télescope utilisés dans la modélisation. D'autre part l'optimisation du signal basé sur la distribution angulaire de matière noire dépendra du modèle d'halo de matière noire, de la taille et de la localisation de la fenêtre angulaire utilisés. De façon générale nous pouvons écrire le flux diffus du signal de matière noire dans notre halo, pour des modèles de matière noire supersymétriques, comme:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma, \psi) = \frac{d\Phi^{SUSY}}{dE_\gamma}(E_\gamma) \times \Phi^{cosmo}(\psi) \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1} \quad (8)$$

où le premier facteur nous appelons "facteur supersymétrique", qui ne dépend que du modèle physique utilisé, et le deuxième facteur nous appelons "facteur cosmologique", qui ne dépend que du modèle d'halo de matière noire et de la position du soleil dans la galaxie. L'angle ψ est l'angle entre la direction sur le ciel et le Centre Galactique, en termes de latitude b et longitude l galactiques, $\cos \psi = \cos b \cos l$.

Finalement pour calculer la détectabilité du flux diffus de matière noire nous devons comparer le nombre d'événements attendus, qui caractérise le signal S , avec le nombre d'événements du fond, ou *background* B dans la littérature. À ce propos nous définissons le rapport de signal sur bruit, ou S/N (*Signal/Noise*), comme:

$$\frac{S}{N} \equiv \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (9)$$

où le signal sera:

$$S = T_\sigma A_\gamma^{eff} \int \frac{d\Phi_\gamma}{dE_\gamma}(E, \psi) dE d\Omega \quad (10)$$

et le *background*:

$$B = T_\sigma A_\gamma^{eff} \int (I_{gal}(E, l, b) + I_{ex}(E)) dE d\Omega \quad (11)$$

avec T_σ qui définit le temps effectif d'observation et A_γ^{eff} qui est la surface effective de détection. Nous avons utilisé les données du GLAST qui sont $T_\sigma = 1$ an et $A_\gamma^{eff} = 10^4 \text{cm}^2$. L'intégrale se fait sur l'énergie E et sur un angle solide $\Delta\Omega$.

Nous voulons alors optimiser ce rapport signal sur bruit par rapport à la fenêtre angulaire utilisée. Cependant il n'est pas certain s'il y existe une taille, ni une localisation de cette fenêtre angulaire, qui puissent optimiser ce rapport. Plusieurs auteurs ont suggéré

que cette fenêtre angulaire devrait être centrée au centre galactique où nous aurions une densité beaucoup plus importante de matière noire. Toutefois nous avons utilisé le même approche que Serpico et Zaharijas ([2]) dans leur article, où il concentrent leurs calculs du rapport signal sur bruit sur des fenêtres angulaires qui excluent le centre galactique et qui vont de 1° jusqu'à $\geq 30^\circ$ de taille. Ils montrent bien que ce rapport signal sur bruit sera optimisé avec des fenêtres angulaires bien spécifiques qui vont dépendre de la distribution angulaire du signal de matière noire et du fond.

2.2 Le cas de l'annihilation de matière noire

Dans un premier moment nous avons essayé de reproduire les résultats que Serpico et Zaharijas ont obtenu pour un modèle de matière noire avec un mode d'annihilation en photon-photon très prononcé. Néanmoins la même méthode pourra être appliqué à d'autres modèles plus conventionnelles de matière noire où nous avons un spectre continuum pour le flux généré par l'annihilation de matière noire, ce qui nous montrons dans la suite.

Pour tous les modèles qui étudient l'annihilation de matière noire, notamment ceux qui supposent le neutralino du MSSM comme particule de matière noire, aurons les même dépendances pour leur flux de radiation dans l'halo galactique. Ce flux sera écrit comme:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma, \psi) = \left[\frac{dN_\gamma}{dE} \frac{\langle \sigma v \rangle}{8\pi m_X^2} \right] d_f \rho_f^2 J(\psi), \quad (12)$$

le terme entre les crochets est le facteur supersymétrique et le terme en dehors des crochets est le facteur cosmologique. Le facteur supersymétrique dépendra de la nature du WIMP, où $\langle \sigma v \rangle$ est la section efficace fois la vitesse relative entre deux WIMPs moyenné sur la distribution des vitesses des WIMPs (aussi appelé taux de réaction), m_X est la masse du WIMP et dN_γ/dE est le spectre des photons par annihilation.

Le facteur cosmologique sera le même pour toutes sortes de matière noire qui s'annihile dans l'halo galactique. Les quantités d_f et ρ_f , la distance galactocentrique et la densité locale de matière noire respectivement, servent juste pour adimensionaliser la fonction J , elles sont fixés à $d_f = 8.0$ kpc et $\rho_f = 0.3$ GeV/cm³. La fonction J est définie en termes de la densité de matière noire ρ comme:

$$J(l, b) = \frac{1}{d_f} \frac{1}{\rho_f} \int_{los} \rho^2[r(s, l, b)] ds, \quad (13)$$

où r est la distance de n'importe quel point sur la ligne de visée au centre galactique, qui s'écrit comme

$$r(s, l, b) = \sqrt{r_\odot^2 + s^2 - 2r_\odot \cos b \cos l} \quad (14)$$

avec b la latitude, la longitude; $r_\odot \approx 8.0$ kpc est la distance solaire au centre galactique; et s est la distance du point au Soleil sur la ligne de visée (l.o.s., ou *line-of-sight*). Nous utilisons ensuite les trois modèles d'halo avec symétrie sphérique donnés dans le Tableau 1 pour le profil de densité.

2.2.1 La raie spectrale

Tout d'abord pour le facteur supersymétrique nous avons utilisé le mode d'annihilation en deux photons gamma, pour lequel le spectre par annihilation s'écrit:

$$\frac{dN_\gamma}{dE} = 2b_{\gamma\gamma}\sigma(E - m_X) \quad (15)$$

où $b_{\gamma\gamma}$ est la probabilité qui le WIMP s'annihile sur ce mode.

Même si la détection de cette ligne peut donner une signature incontestable d'un processus d'annihilation, normalement cette ligne est difficile de détecter, car elle est cachée par les modes principales d'annihilation. En réalité, cela n'est pas le cas pour tout les modèles de matière noire, comme par exemple les modèles IDM, ou *Inert Doublet Model*. Dans ces modèles on aurait une particule de matière noire avec masse entre 45 GeV $< m_X < 80$ GeV, ce qui tombe exactement dans la plage de détection du GLAST. Les paramètres des deux modèle IDM utilisés dans les calculs sont donnés dans le tableau ci-dessous:

Modèle	m_X [GeV]	$\langle\sigma v\rangle$ [cm ³ /s]	$b_{\gamma\gamma}$
I	70	1.6×10^{-28}	0.36
II	50	8.2×10^{-29}	0.29

Table 2: Les deux modèles plus utilisés dans le scénario de IDM, voir [14]

Pour le calcul du signal sur bruit nous devons alors intégrer les flux des photons de matière noire et du fond diffus de rayons gamma sur l'énergie et sur un angle solide. L'intégration sur l'énergie est faite en prenant en compte la résolution en énergie du GLAST, qui est de $\pm 7\%$ à 1σ . Nous faisons alors une convolution du flux de la ligne d'émission avec une gaussienne de $\sigma = 7\% \times (\text{energie centrale})$, et puis nous intégrons tout de $(E - \sigma)$ à $(E + \sigma)$, pour le flux de la matière noire et pour le flux diffus.

L'angle solide infinitésimale est donné par $d\Omega = dl \cos(b)db$ et nous faisons l'intégrale sur la région $0.4^\circ < |b| < b_{max}$, $0^\circ < |l| < l_{max} = b_{max}$. Dans la figure 6 nous montrons la dépendance S/N vs. b_{max} pour les deux modèles IDM.

Nous voyons qu'il y a effectivement une taille optimale de fenêtre angulaire utilisé pour chaque différent profil d'halo.

Le seuil inférieure de 0.4° a été choisit pour éviter la contamination par les sources ponctuelles d'émission proches du centre galactique. Cependant où ce seuil inférieure devrait être placé n'a pas été objet d'étude par Serpico et Zaharijas, c'est pourquoi nous avons fait un étude supplémentaire du changement du rapport signal sur bruit pour les trois modèles d'halo lorsque nous changeons le seuil inférieure. Dans la figure 7 nous montrons cette dépendance pour le profil NFW d'halo. Pour les deux autres modèles, Moore et Kravtsov, le comportement est le même.

2.2.2 Le continuum

Ensuite nous avons fait une extension de l'analyse en utilisant d'autres modèles supersymétriques de matière noire, notamment les neutralinos du MSSM avec spectre continuum d'annihilation. Dans ce cas le neutralino s'annihile dans plusieurs modes différents, qui incluent la production des fermions, bosons de gauge, bosons de Higgs et gluons. Les désintégrations postérieures suivis par ces sous-produits peuvent générer des la radiation,

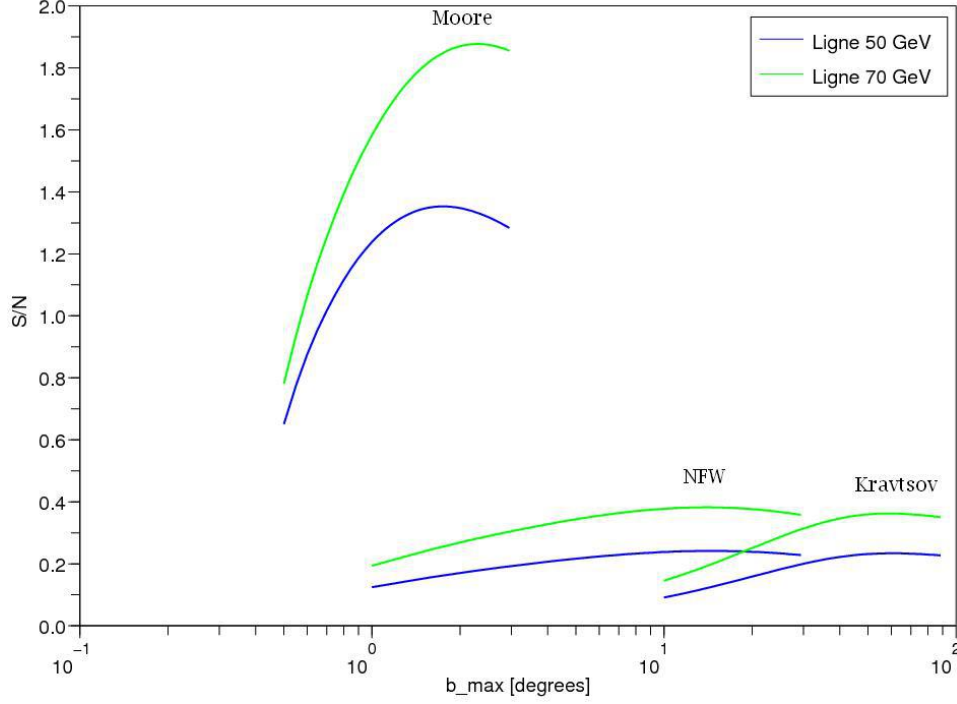


Figure 6: Signal/Bruit en fonction de b_{max} pour une région $0.4^\circ < |b| < b_{max}$, $0^\circ < |l| < l_{max} = b_{max}$ pour les deux modèles IDM de $m_X = 50$ GeV et $m_X = 70$ GeV et pour les profils de Moore, NFW et Kravtsov d'halo

qui aura alors un spectre continuum.

Le spectre différentielle des photons provenant de l'annihilation de matière noire a été paramétrisé par Fornengo, Pieri et Scopel dans (Ref.), celui-ci a la forme:

$$\frac{dN_\gamma^i}{dx} = \eta x^a e^{b+cx+dx^2+ex^3} \quad (16)$$

où $x = E_\gamma/m_X$ et i identifie quarks, W, Z et gluons. La valeur de η est 2 pour les états finals en W, Z et en top quark, et 1 autrement.

Pour des raison de comparaison nous avons fait l'analyse du rapport signal sur bruit pour deux cas de spectre continuum. Un premier avec 100% d'annihilation suivant le mode WW et un autre avec 100% d'annihilation suivant le mode bb . les valeur des paramètres sont donné dans le tableau ci-dessous, pour un neutralino de $m_X = 500$ GeV

	b	W
a	-1.5	-1.5
b	0.48	-0.85
c	-16.87	-11.07
d	21.09	9.47
e	-22.49	-6.80

Table 3: Les paramètres du fitting du spectre d'annihilation en bottom quark et en boson W pour un neutralino de $m_X = 500$ GeV

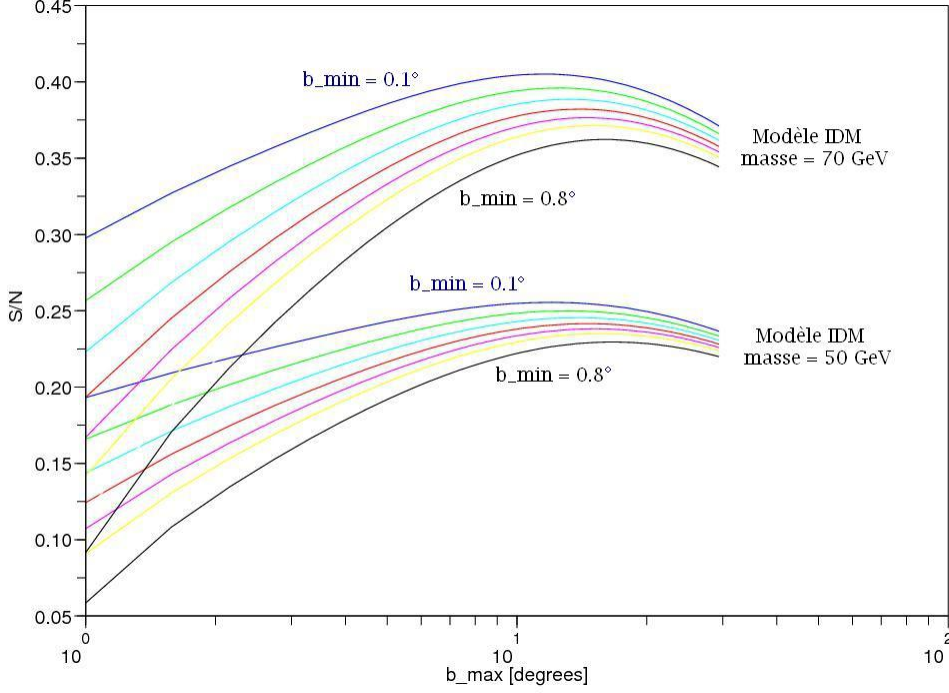


Figure 7: Signal/Bruit en fonction de b_{max} pour le profil NFW et pour les deux modèles IDM, dans des régions $b_{min} < |b| < b_{max}$, $0^\circ < |l| < l_{max} = b_{max}$ pour des différents valeurs de b_{min} .

Nous avons alors calculé l'intensité d'un signal provenant de l'annihilation d'un neutralino dans ces deux différents modes, pour finalement faire l'analyse du rapport signal sur bruit en fonction de la fenêtre angulaire utilisé. Les résultats sont montrés dans Fig. 8, avec un flux espéré pour des énergies supérieures à 50 GeV et 100 GeV, en utilisant les différents profils d'halo de matière noire. Pour des raison de comparaison nous montrons aussi les courbes du signal sur bruit pour la raie spectrale dans les deux modèles IDM.

2.3 Le cas de la désintégration de matière noire

Comme nous l'avons dit dans les sections antérieures, les modèles de WIMP qui s'auto-annihilent ne sont pas les seules modèles qui donnent des fortes candidats de matières noire. Le modèles MSSM où nous supposons qu'il y a une brisure de symétrie de la parité-R (nombre baryonique et nombre leptonique), nous donnent un gravitino qui n'est plus stable, donc il peut se désintégrer, et qui est un forte candidat à particule de matière noire. Plus précisément nous avons des gravitinos avec des masses supérieures à 5 GeV et avec un temps de vie qui vas de 10^{23} à 10^{37} , ce qui est plus grand que l'âge de l'Univers. Cependant, cette désintégration pourrait se passer à des taux suffisamment hauts pour que l'on puisse la détecter avec des expériences futures. C'est ce nous montrons dans notre analyse de l'optimisation du rapport signal sur bruit pour ce modèle de gravitino, en utilisant les données du télescope GLAST.

Dans une première analyse nous nous intéressons à un modèle de gravitino avec masse $m_{DM} = 10\text{GeV}$, et pour cette masse de gravitino nous avons fait le calcul pour trois temps de vie différents qui tombent dans la région de détectabilité du GLAST, en occurrence 10^{27} , 10^{28} et 10^{29} s. Dans tous les cas de désintégration de matière noire le flux espéré sera donné par la contribution de deux sources. Nous avons la matière noire qui se désintègre dans l'halo galactique et la matière noire qui se désintègre à des distances

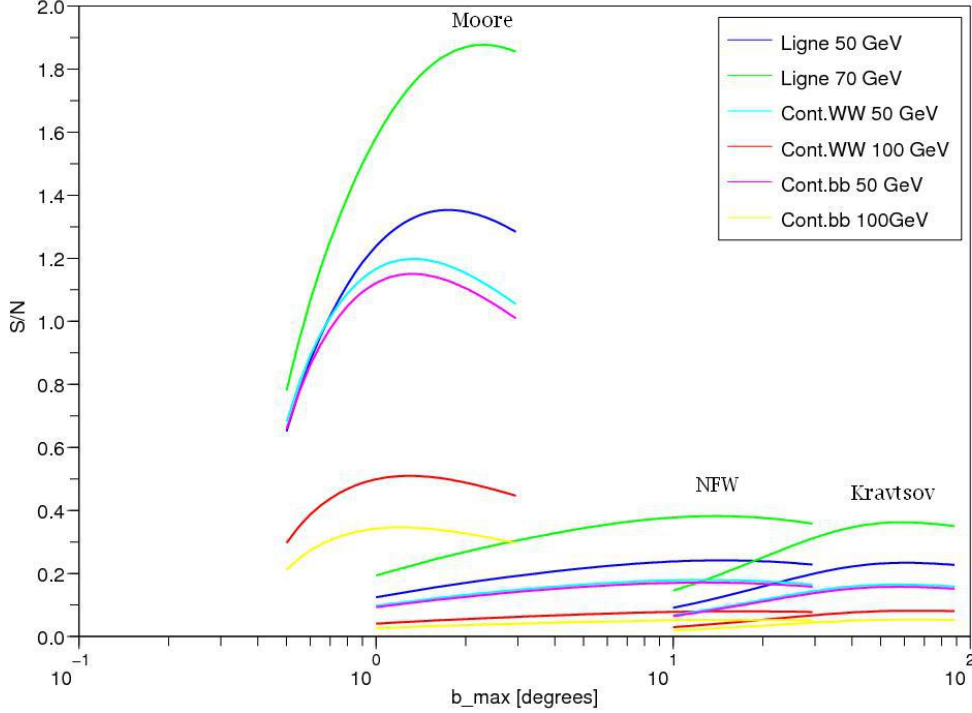


Figure 8: Signal/Bruit en fonction de b_{max} pour une région $0.4^\circ < |b| < b_{max}$, $0^\circ < |l| < l_{max} = b_{max}$ pour les deux modèles IDM de $m_X = 50$ GeV et 70 GeV, pour un spectre continuum d'annihilation d'un neutralino de masse 500 GeV en W^+W^- , en b^+b^- et pour des energies $E > 50$ GeV et $E > 100$ GeV pour les profils de Moore, NFW et Kravtsov d'halo.

cosmologiques, ce qui nous donne:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma, \psi) = \frac{d\Phi_\gamma^{eg}}{dE} + \frac{d\Phi_\gamma^{halo}}{dE} \quad (17)$$

La partie extragalactique sera contrainte par le modèle cosmologique utilisé, on obtient pour ce flux:

$$\frac{d\Phi_\gamma^{eg}}{dE} = A_{eg} \frac{2}{m_{DM}} \left(1 + \kappa \left(\frac{2E}{m_{DM}} \right)^3 \right)^{-1/2} \left(\frac{2E}{m_{DM}} \right)^{1/2} \Theta \left(1 - \frac{2E}{m_{DM}} \right), \quad (18)$$

avec $\kappa = \Omega_\Lambda / \Omega_M \cong 3$, en supposant un univers plat ($\Omega_\Lambda + \Omega_M = 1$), et

$$A_{eg} = \frac{\Omega_{DM} \rho_c}{4\pi \tau_{DM} m_{DM} H_0 \Omega_M^{1/2}} = 10^{-7} (cm^2 sstr)^{-1} \left(\frac{\tau_{DM}}{10^{27} s} \right)^{-1} \frac{m_{DM}}{10 \text{ GeV}}; \quad (19)$$

où H_0 est le paramètre de Hubble et τ_{DM} est le temps de vie du gravitino. Pour les valeurs des constantes nous prenons la densité de la particule égal à la densité de CDM (*Cold Dark Matter*) donc $\Omega_{DM} h^2 = 0.1$, $\rho_c = 1.05 h^2 \times 10^{-5} \text{ GeV cm}^{-3}$, la densité de matière total $\Omega_M = 0.25$ et $H_0 = h 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ avec $h = 0.73$. Nous considérons $\tau_{DM} \gg H_0^{-1}$, donc nous pouvons négliger la diminution de la densité dû à la désintégration.

En plus du flux extragalactique nous avons un flux galactique anisotrope qui peut se diviser en deux parties, comme dans l'eq. 8, une cosmologique et un autre supersymétrique. Il peut s'écrire de façon générale comme:

$$\frac{d\Phi_\gamma^{halo}}{dE}(E, l, b) = \left[\frac{dN_\gamma}{dE} \frac{2}{4\pi\tau_{DM}m_X^2} \right] J(l, b), \quad (20)$$

Contrairement au cas de l'annihilation la fonction $J(l, b)$ s'écrira comme:

$$J(l, b) = \int_{los} \rho_{halo}[r(s, l, b)] ds \quad (21)$$

donc proportionnelle à la densité et pas au carré de la densité de matière noire dans l'halo. Tous ces paramètres ont été déjà définies dans les équations 13 et 14

2.3.1 La raie spectrale

Lorsque le gravitino a une masse inférieure à celle des bosons W^\pm , il va se désintégrer surtout en photons et neutrinos. Donc son spectre de désintégration sera tout simplement:

$$\frac{dN_\gamma}{dE} \cong \delta\left(E - \frac{m_X}{2}\right). \quad (22)$$

le flux sera alors dominé par la ligne d'émission. Celui-ci est bien le cas étudié car nous utilisons un gravitino avec $m_X = 10$ GeV et les bosons W^\pm ont une masse de $m_W \approx 80$ GeV.

Pour le calcul du signal sur bruit nous devons alors intégrer les flux des photons de matière noire et du fond diffus de rayons gamma sur l'énergie et sur un angle solide. L'intégration sur l'énergie est faite en prenant en compte la résolution en énergie du GLAST, qui est de $\pm 7\%$ à 1σ . Nous faisons alors une convolution du flux de la ligne d'émission avec une gaussienne centrée en 5 GeV, dans le cas du gravitino, et de $\sigma = 7\% \times (\text{energie centrale})$, et puis nous intégrons tout de $(E - \sigma)$ à $(E + \sigma)$, pour le flux de la matière noire et pour le flux diffus.

L'angle solide infinitésimale est donné par $d\Omega = dl \cos(b) db$ et dans le cas de la matière noire qui se désintègre nous avons choisi de travailler à des grandes latitudes. Cela a été motivé par le fait que le flux de rayons gamma, dans le cas de la matière noire qui se désintègre, a une décroissance beaucoup plus faible en fonction de la latitude que le flux dans le cas de l'annihilation, et donc en cherchant sur des grandes latitudes nous évitons le bruit des sources d'émission des rayons gamma du centre galactique, et en même temps nous ne perdons pas beaucoup de signal.

Ainsi l'intégrale sur l'angle solide a été faite sur un cône centré sur le pôle nord galactique. Nous avons analysé alors la dépendance du rapport signal sur bruit par rapport à l'ouverture du cône pour trois temps de vie différents. Les résultats peuvent être vus sur les Fig. 9, 10 et 11.

3 Discussion des résultats

La première analyse que nous avons faite a consisté à reproduire les résultats obtenus dans [2]. Serpico et Zaharijas avaient fait une prévision pour le modèle IDM de $m_X = 70$ GeV qui donnait une taille optimale de la fenêtre angulaire avec $b_{max} \approx 1.5^\circ, 15^\circ$ et 30° ; et un rapport signal sur bruit maximale $S/N_{max} \approx 3\sigma, 0.3\sigma$ et 0.1σ pour les profils Moore,

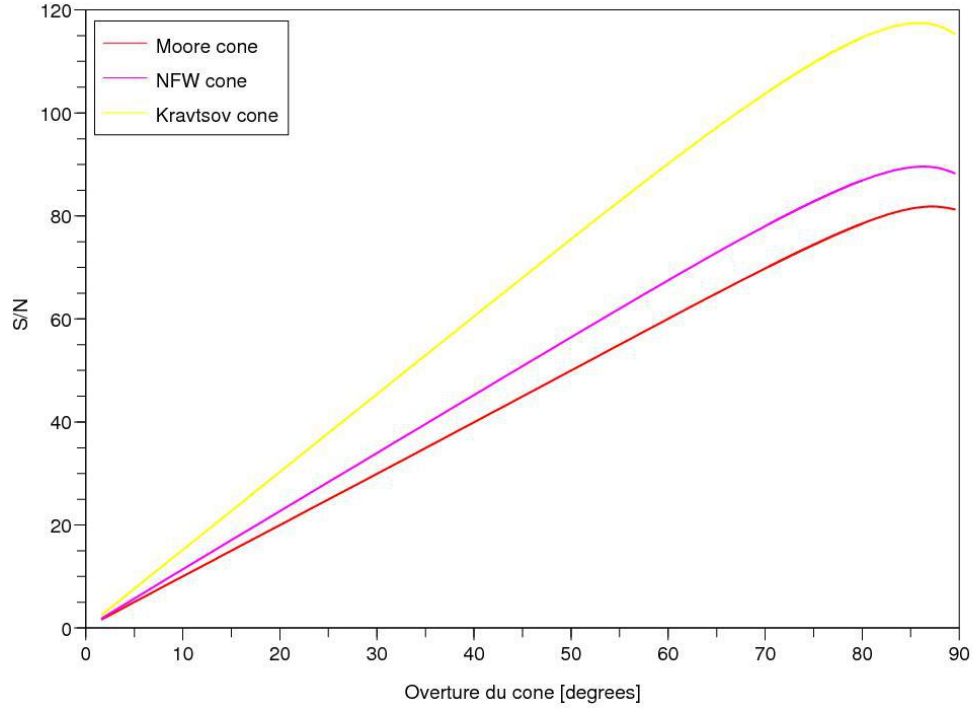


Figure 9: Signal/Bruit en fonction de l'angle d'ouverture d'un cône galactique centré au pôle galactique pour la désintégration du gravitino de masse = 10 GeV et temps de vie $10^{27} s$ pour les profils de Moore, NFW et Kravtsov d'halo de matière noire.

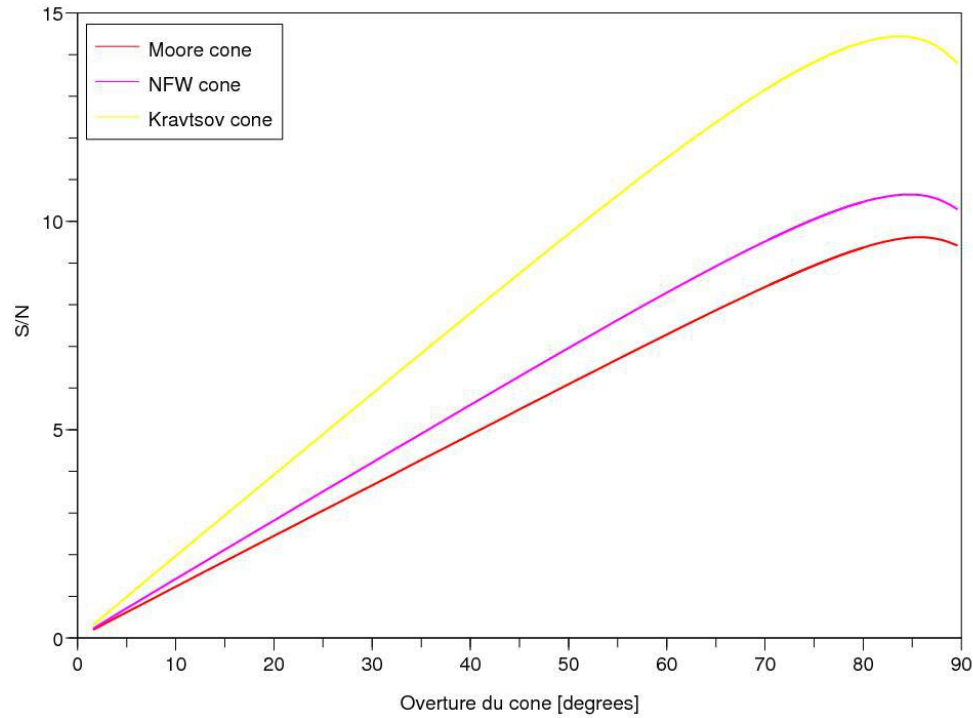


Figure 10: Signal/Bruit en fonction de l'angle d'ouverture d'un cône galactique centré au pôle galactique pour la désintégration du gravitino de masse = 10 GeV et temps de vie $10^{28} s$ pour les profils de Moore, NFW et Kravtsov d'halo de matière noire.

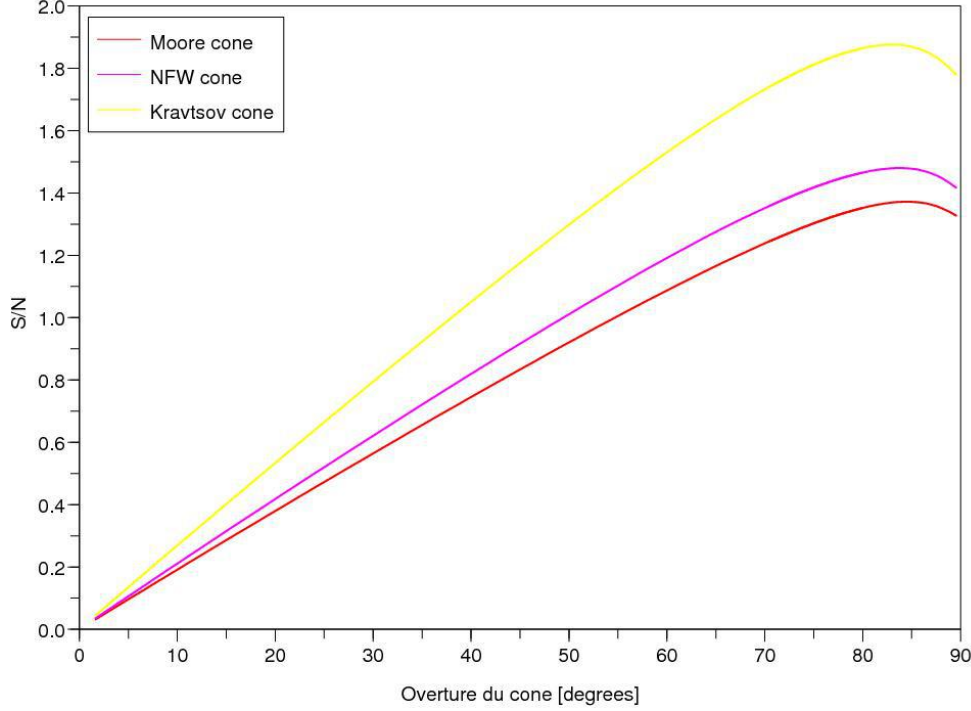


Figure 11: Signal/Bruit en fonction de l'angle d'ouverture d'un cône galactique centré au pôle galactique pour la désintégration du gravitino de masse = 10 GeV et temps de vie $10^{29}s$ pour les profils de Moore, NFW et Kravtsov d'halo de matière noire.

NFW et Kravtsov respectivement. Cela diffère beaucoup de nos prévision pour le profil de Moore, pas beaucoup pour le modèle de NFW et beaucoup pour le profil de Kravtsov, comme nous le pouvons voir dans le Tableau 4.

Modèles	Moore		NFW		Kravtsov	
	S/N max	b_{max}	S/N max	b_{max}	S/N max	b_{max}
IDM avec $m_X = 50$ GeV	1.35	1.75°	0.24	14.34°	0.23	61.2°
IDM avec $m_X = 70$ GeV	1.87	2.3°	0.38	13.76°	0.36	58°
Mode WW pour $E > 50$ GeV	1.19	1.35°	0.17	12.6°	0.16	58°
Mode WW pour $E > 100$ GeV	0.5	1.3°	0.08	16.6°	0.08	64.4°
Mode bb pour $E > 50$ GeV	1.15	1.3°	0.17	12.6°	0.15	58°
Mode bb pour $E > 100$ GeV	0.34	1.2°	0.05	16.6°	0.05	64.4°

Table 4: Rapport signal sur bruit maximal pour tous les modèles d'annihilation avec la taille de la fenêtre angulaire qui maximise ce rapport. Nous montrons les résultats pour les trois profils d'halo.

Cependant cette différence a été trouvé dans le fait que dans leur article Serpico et Zaharijas avaient effectué une approximation du rapport signal sur bruit dans la limite $S \ll B$ ce qui selon eux serait le cas de toutes les recherches réalistes de matière noire. En réalité cela n'est pas toujours le cas dans ses analyses.

Le signal dû à la raie spectral d'annihilation a un flux intégré $N_\gamma \approx 7.68, 5.43$ et 15.06 par rapport à un flux intégré du fond de $N_\gamma^{bkg} \approx 9.08, 197.1$ et 1713.5 pour les profils de Moore, NFW et Kravtsov respectivement. C'est pourquoi nous avons un différence si

importante pour le profil de Moore et pas si importante pour le profil de NFW. En faisant l'approximation de $S \ll B$ nous retrouvons bien le résultat que Serpico et Zaharijas ont trouvé pour les profils de Moore et NFW, comme nous le voyons sur la Fig. 12.

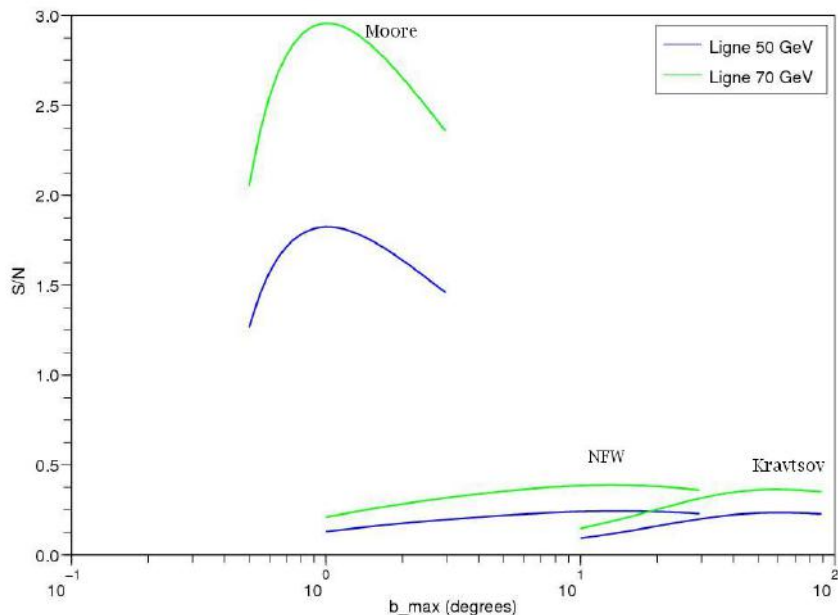


Figure 12: Signal/Bruit en fonction de la taille de la fenêtre angulaire pour les trois profils d'halo avec l'approximation de $S \ll B$

Quant à la différence trouvée pour le profil de Kravtsov pour le rapport signal sur bruit et pour la taille de la fenêtre angulaire optimale, nous ne savons toujours pas quelle est la source de cette différence.

À propos de la détectabilité de ce signal nous voyons qu'il ne serait nécessaire que des facteurs de *boost* de l'ordre de 10, ou autrement dit, une augmentation de la densité de 10 fois par rapport à celle donnée par les profils d'halo, ce qui pourrait être rencontré en considérant les agglomérations des étoiles dans la galaxie.

En ce qui concerne l'analyse de la dépendance du rapport signal sur bruit par rapport au *cut-off* inférieure, ce rapport augmente lorsque nous choisissons des limites inférieures plus petites, en s'approchant du centre, en même temps que l'angle de latitude qui optimise la fenêtre angulaire dévient aussi plus proche du centre. Cela nous ferait penser à concentrer les recherches de matière noire avec un *cut-off* le plus petit possible.

Le fait que le rapport signal sur bruit augmente est bien expliqué par la forte croissance du signal vers les régions plus centrales de l'halo galactique. Toutefois l'extrapolation des profils d'halo de matière noire pour des régions plus intérieures de l'halo est encore en débat dans le milieu scientifique, et il n'est pas certain que nous puissions utiliser les mêmes lois de puissances des profils de Moore, NFW et Kravtsov pour ces régions. D'autre part en s'approchant du centre galactique nous courrons le risque que nos observations d'un signal de matière noire soient polluées par les sources de rayons gamma qui sont beaucoup plus concentrées vers le centre galactique. De ces faits nous avons choisi de continuer à travailler avec un *cut-off* inférieure entre 0.3° et 0.4° dans le cas de l'annihilation de

matière noire.

Finalement l'étude de l'optimisation du rapport signal sur bruit dans le cas de la désintégration du gravitino dans la Voie Lactée nous montre que cela arriverait sur des cônes avec une ouverture qui comprendrait presque tout le ciel, à l'exception du disque galactique. Ce qui est bien car nous ne voulons pas avoir de la contamination de nos signaux par des sources des rayons gamma provenant du disque. La détection de cette ligne pourrait être un signal incontestable de la matière noire, et selon nos analyses cela pourra être le cas pour le télescope GLAST. Nous voyons dans le Tableau 5 que pour des gravitinos de masse 10 GeV et temps de vie entre 10^{27} et 10^{29} nous n'aurions même pas besoins de facteur de *boost* pour détecter ce signal avec le GLAST.

Modèles	Moore		NFW		Kravtsov	
	S/N max	taille du cône	S/N max	taille du cône	S/N max	taille du cône
10^{27}	81.83	87.2°	89.57	86.4°	117.44	85.68°
10^{28}	9.62	85.68°	10.64	84.89°	14.43	83.72°
10^{29}	1.37	84.50°	1.47	83.72°	1.87	82.93°

Table 5: Rapport signal sur bruit maximal pour les trois temps de désintégration avec la taille du cône qui maximise ce rapport. Nous montrons les résultats pour les trois profils d'halo.

Dans le Tableau 6 nous faisons la comparaison du rapport signal sur bruit prévu pour le GLAST avec la fenêtre angulaire qui optimise ce rapport, avec ce qui serait observé par EGRET. Nous voyons que pour des temps de vie entre 10^{28} et 10^{29} ce signal ne serait effectivement pas détecté par EGRET, ce qui a été bien le cas. Toutefois, pour un temps de vie de l'ordre de 10^{27} ce signal aurait dû être détecté par EGRET, pour les trois profils d'halo, comme cela n'a pas été le cas, nous ne pouvons pas considérer le modèle de gravitino de masse 10 GeV avec des temps de vie de l'ordre ou inférieures à 10^{27} .

Modèles	Moore		NFW		Kravtsov	
	GLAST	EGRET	GLAST	EGRET	GLAST	EGRET
10^{27}	81.83	3.56	89.57	3.90	117.44	5.12
10^{28}	9.62	0.41	10.64	0.46	14.43	0.62
10^{29}	1.37	0.059	1.47	0.064	1.87	0.081

Table 6: Comparaison du rapport signal sur bruit maximale(avec le cône qui optimise ce rapport) en utilisant les données du GLAST et celles du EGRET.

4 Conclusion

Nous avons traité dans ce travail la problématique de l'optimisation des techniques de recherche de matière noire par des observations indirectes. Nous avons étudié la dépendance du rapport signal sur bruit par rapport à la fenêtre angulaire utilisé pour des différents modèles astrophysiques et supersymétriques de la matière noire. Dans la tentative de reproduire les résultats rencontrés par Serpico et Zaharijas dans leur article

nous avons rencontré des différences qui ont pu être expliquées par une mauvaise approximation de leur part. Nous avons fait alors deux extensions de cette analyse, une en changeant la limite inférieure pour la fenêtre angulaire de calcul, et une autre en analysant le cas de la désintégration des gravitinos.

Nous avons montré que les stratégies de recherche d'un signal provenant de l'annihilation des neutralinos pourraient être encore plus efficaces si nous choisissons une fenêtre angulaire optimale avec un *cut-off* inférieure à des latitudes plus petites. Cependant cela poserait des problèmes d'une contamination éventuelle par des sources de rayons gamma qui sont beaucoup plus nombreuses vers le disque galactique. Ce problème de contamination pourrait être contourné par des observations avec une résolution angulaire suffisamment petite pour que l'on puisse discriminer les sources de rayons gamma. Cela pourra être le cas avec le télescope GLAST.

En utilisant encore les données du GLAST, nous avons fait des prévisions d'une possible détection d'un signal provenant de la désintégration d'un gravitino avec une masse de 10 GeV et un temps de vie entre 10^{28} et 10^{29} . Dans cette analyse nous avons montré encore que les techniques utilisées dans la détection d'une matière noire qui se désintègre (gravitino) sont différentes de celles utilisées dans la détection d'une matière noire qui s'annihile (neutralino). Notamment pour la détection de la désintégration des gravitinos nous devons utiliser des fenêtres angulaires de détection centrées aux pôles galactiques et qui s'ouvrent jusqu'à des latitudes très petites, en excluant le disque galactique; et pour la détection de l'annihilation des neutralinos nous devons utiliser des fenêtres angulaires qui excluent aussi le disque galactique mais qui vont de 1° à 60° de latitude.

Étant donné la généralité de ce type d'analyse nous pensons que cela doit être pris en compte dans les recherches futures de matière noire. En particulier lorsque la mission GLAST, qui a été lancée le 11 Juin 2008, aura des données suffisantes pour les effectuer, cela pourra être une analyse très prometteuse dans le but de contraindre encore plus les candidats pour la matière noire.

References

- [1] G. Bertone, D. Hooper and J. Silk, Phys. Rept. **405**, 279 (2005) [arXiv:hep-ph/0404175].
- [2] P. D. Serpico and G. Zaharijas, arXiv:0802.3245 [astro-ph].
- [3] N. Fornengo, L. Pieri and S. Scopel, Phys. Rev. D **70**, 103529 (2004) [arXiv:hep-ph/0407342].
- [4] G. Bertone, W. Buchmuller, L. Covi and A. Ibarra, JCAP **0711**, 003 (2007) [arXiv:0709.2299 [astro-ph]].
- [5] W. Buchmuller, L. Covi, K. Hamaguchi, A. Ibarra and T. Yanagida, JHEP **0703**, 037 (2007) [arXiv:hep-ph/0702184].
- [6] G. Zaharijas and D. Hooper, Phys. Rev. D **73**, 103501 (2006) [arXiv:astro-ph/0603540].
- [7] M. Regis and P. Ullio, arXiv:0802.0234 [hep-ph].

- [8] A. Ibarra and D. Tran, Phys. Rev. Lett. **100**, 061301 (2008) [arXiv:0709.4593 [astro-ph]].
- [9] L. Bergstrom, P. Ullio and J. H. Buckley, Astropart. Phys. **9**, 137 (1998) [arXiv:astro-ph/9712318].
- [10] F. Stoehr, S. D. M. White, V. Springel, G. Tormen and N. Yoshida, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **345**, 1313 (2003) [arXiv:astro-ph/0307026].
- [11] J. F. Navarro, C. S. Frenk and S. D. M. White, Astrophys. J. **462**, 563 (1996) [arXiv:astro-ph/9508025].
- [12] B. Moore, C. Calcaneo-Roldan, J. Stadel, T. Quinn, G. Lake, S. Ghigna and F. Governato, Phys. Rev. D **64**, 063508 (2001) [arXiv:astro-ph/0106271].
- [13] A. V. Kravtsov, A. A. Klypin, J. S. Bullock and J. R. Primack, Astrophys. J. **502**, 48 (1998) [arXiv:astro-ph/9708176].
- [14] M. Gustafsson, E. Lundstrom, L. Bergstrom and J. Edsjo, Phys. Rev. Lett. **99**, 041301 (2007) [arXiv:astro-ph/0703512].
- [15] S. D. Hunger *et al.*, Astrophys. J. **481** (1997) 205.
- [16] L. Serin [ALEPH Collaboration], arXiv:hep-ex/0010049.