

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

DMbounds - Un database per limiti di annichilazione o
decadimento di materia oscura

Relatore:

Prof. Michele Doro

Laureando:

Andrea Santarossa

ANNO ACCADEMICO 2023/2024

Per quanto difficile possa essere la vita, c'è sempre qualcosa che è possibile fare.
Guardate le stelle invece dei vostri piedi.
Stephen Hawking

Indice

Sommario	3
1 La materia oscura	4
1.1 DM negli ammassi di galassie	4
1.2 Curve di rotazione di galassie	5
1.3 Equazione di Boltzmann e teorema di Jeans	6
1.4 Lenti gravitazionali	7
1.5 Radiazione cosmica di fondo	7
1.6 Profili di densità di DM	8
1.7 Strumenti per rivelazione di DM	9
1.7.1 Telescopi γ spaziali	10
1.7.2 Telescopi γ a terra	10
1.7.3 Rivelatori di neutrini	12
1.8 Flusso di raggi γ da annichilazione o decadimento di DM	13
2 Il portale DMbounds	15
2.1 Introduzione a GitHub	15
2.2 Creazione dei file .ecsv	15
2.3 Target presenti in DMbounds	17
2.3.1 Centro Galattico	17
2.3.2 Galassie nane	17
2.3.3 Ammassi di galassie	18
2.3.4 Dark clumps	18
3 Risultati	19
3.1 Confronto tra diversi profili di DM	19
3.2 Confronto tra diversi target	20
3.3 Confronto tra diversi canali di annichilazione	21
3.4 Confronto tra diversi esperimenti per annichilazione di DM	22
3.5 Confronto tra diversi esperimenti per decadimento di DM	23
4 Conclusioni	24
Riferimenti bibliografici	26
A Legenda di DMbounds	27
A.1 Strumenti	27
A.2 Target	27
Elenco delle figure	29

Sommario

L'obiettivo principale di questa tesi è confrontare i limiti sperimentali di annichilazione o decadimento di materia oscura ("dark matter", DM), elaborando i dati raccolti nel portale `DMbounds`.

Nel capitolo introduttivo (1), pertanto, troviamo esposta una panoramica dettagliata del livello di conoscenza attuale riguardante la materia oscura. Dinanzi all'insufficiente materia visibile necessaria a spiegare diversi fenomeni astrofisici, si è costretti ad affermare l'esistenza di una materia composta da particelle che non sono spiegate dal Modello Standard. Tale conclusione è il frutto di un'ampia raccolta di prove empiriche che comprendono le rotazioni di galassie (1.2), fenomeni di lenti gravitazionali (1.4) e fluttuazioni della radiazione cosmica di fondo (1.5). Data la difficoltà nel descrivere un modello accurato di DM, si passa ad un approccio numerico attraverso simulazioni che portano a definire diversi tipi di profili possibili per distribuzioni di DM (1.6). Gioca, quindi, un ruolo fondamentale la capacità di rivelare queste nuove particelle di DM mediante tecniche dirette, indirette o di produzione con acceleratori di particelle. Nella sezione 1.7 si presentano i maggiori telescopi per la rivelazione indiretta di DM divisi in macrocategorie: telescopi spaziali (1.7.1), telescopi a terra (1.7.2) e rivelatori di neutrini (1.7.3). Per poter stimare il flusso di raggi γ , prodotti in seguito a processi di annichilazione o decadimento di particelle di DM si utilizza l'equazione (1.22) mostrata nella sezione 1.8.

Verrà poi presentato il portale `DMbounds`, nel capitolo 2, un "repository" su `GitHub`, cui ho contribuito in prima persona al suo sviluppo. Al suo interno sono raccolti i limiti superiori (per processi di annichilazione) ed inferiori (per processi di decadimento) di materia oscura pubblicati dai maggiori studi su questo campo. L'obiettivo finale di `DMbounds` è quello di mettere a disposizione della comunità scientifica un database specializzato, atto ad effettuare previsioni rapide, consentendo un confronto tra diversi modelli e strumenti.

Nell'ultimo capitolo (3) verranno presentati e discussi in modo critico i grafici che confrontano i diversi: modelli di materia oscura (3.1), target osservati (3.2), canali di annichilazione (3.3), esperimenti per processi di annichilazione (3.4) e decadimento (3.5).

1. La materia oscura

L'osservazione del cielo notturno ha storicamente ispirato un senso di meraviglia, una domanda primordiale che ha affascinato le menti umane fin dall'alba della civiltà. La danza incantata delle stelle, la maestosità della Luna, e la presenza costante dei pianeti hanno alimentato l'antica ossessione dell'uomo di comprendere l'origine del cosmo e il ruolo dell'umanità in questo vasto teatro celeste.

Eppure, ad oggi, sappiamo che la materia visibile è solamente poco più del 4% di tutta la materia/energia che compone l'universo, il restante 96% è composto da quelle che vengono chiamate materia ed energia oscura. Le misurazioni di Planck e WMAP dimostrano che quasi l'85% della densità di materia dell'Universo è oscura (Ade et al., 2016).

Identificare la natura della DM rimane uno dei più grandi problemi ancora aperti in fisica, infatti il Modello Standard, che descrive le interazioni elementari e classifica le particelle conosciute, non è in grado di spiegarne la natura. Sulla composizione delle particelle di DM sono state formulate molte ipotesi, ma lo studio della densità dell'Universo suggerisce l'esistenza di nuove particelle subatomiche massive. Tra le classi di candidati, una tra le più promettenti sono le "weakly interacting massive particles" (WIMPs). Queste particelle non emettono radiazione elettromagnetica, diversamente dalla materia ordinaria, di conseguenza sono rilevabili solamente in modo indiretto attraverso lo studio dei loro processi di annichilazione o decadimento e dalla loro interazione gravitazionale. Uno dei principali candidati WIMP è il neutralino, una particella prevista dalla teoria della supersimmetria (un'estensione del Modello Standard delle particelle elementari).

1.1 DM negli ammassi di galassie

Il problema nasce nel 1933, quando l'astronomo svizzero Fritz Zwicky (Zwicky, 1933), studiando l'ammasso di galassie della Chioma¹, trovò una discrepanza tra la massa misurata dal moto dei corpi e quella stimata a partire dalla sola materia luminosa. Questa discrepanza portò alla convinzione che ci fosse della materia non visibile chiamata appunto materia oscura. Zwicky utilizzò il teorema del viriale per stimare la massa di Chioma Berenice:

$$2 \langle K \rangle + \langle U \rangle = 0 \quad (1.1)$$

dove l'energia cinetica e quella potenziale media sono date da:

$$\langle K \rangle = \frac{1}{2} M_{tot} \sigma^2 \quad \langle U \rangle = -\alpha G \frac{M_{tot} M}{R_m} \quad (1.2)$$

α è una costante che vale 0.4, M_{tot} è la massa totale visibile, M è la massa totale dell'ammasso, σ è la dispersione delle velocità e R_m è la mediana della distribuzione dei raggi dell'ammasso. Sostituendo in (1.1) si ottiene una stima della massa:

$$M = \sigma^2 \frac{R_m}{G \alpha} \quad (1.3)$$

¹È un ammasso di galassie che si trova a circa 350 milioni di anni luce da noi, nella direzione della costellazione della Chioma di Berenice.

L'astronomo arrivò così a stimare $M \approx 3 \cdot 10^{15} M_{\odot}$ ² mentre la luminosità risultava essere $L \approx 1.4 \cdot 10^{13} L_{\odot}$ ³. Calcolando il rapporto massa/luminosità⁴ si evince che il valore della massa stimata a partire dalla sola materia luminosa era di gran lunga inferiore al valore atteso, e addirittura avrebbe portato il sistema a non essere stabile con il conseguente allontanamento reciproco delle galassie. Per risolvere tale problema si rese necessario supporre l'esistenza di una massa maggiore, almeno 500 volte rispetto a quella osservabile (INFN, 2018).

1.2 Curve di rotazione di galassie⁵

Una delle prove fondamentali dell'esistenza della DM proviene dallo studio della velocità di rotazione delle stelle in una galassia. Di fatto, i corpi che la compongono collidono raramente tra loro, quindi il loro moto è dovuto alla sola interazione gravitazionale. Considerando una galassia sferica autogravitante, la forza centripeta che mantiene la stella in orbita dovrà essere uguale alla forza di attrazione gravitazionale dovuta alla distribuzione di massa interna ad una sfera di raggio r ⁶:

$$\frac{mv^2}{r} = G \frac{mM(r)}{r^2} \quad \Rightarrow \quad v_c(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.4)$$

dove $M(r)$ è la massa racchiusa in una sfera di raggio $r < R_{disk}$ e G è la costante di gravitazione universale. La legge di Gauss afferma che per raggi superiori al raggio della galassia ($r > R_{disk}$) la massa M rimane costante e al di fuori è come se fosse concentrata al centro della sfera di raggio R_{disk} , quindi ci si aspetta una velocità esterna proporzionale a $r^{-1/2}$. A partire dagli anni '70, con i primi studi di Vera Cooper Rubin (Rubin e Ford, 1970), poi supportati da molti altri studi negli anni successivi (Bosma, 1981; Rubin, Thonnard e Ford, 1980), si consolida l'idea che le curve di velocità si appiattiscono per distanze superiori a R_{disk} , ciò implica che $v_c \sim cost.$ per cui, secondo (1.4), $M(r) \sim r$ (figura 1.1).

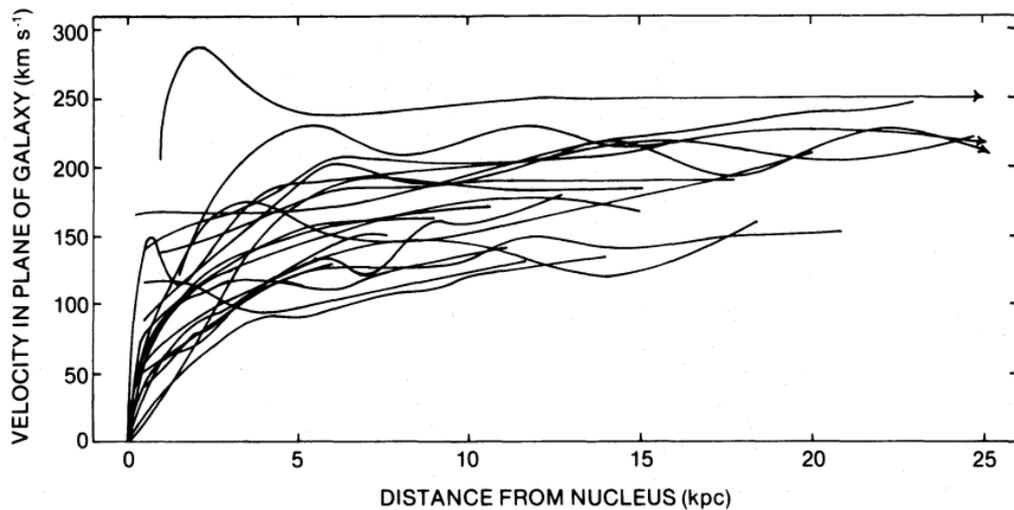


Figura 1.1: Curve delle velocità di rotazione di galassie a spirale (Rubin, Thonnard e Ford, 1980). Molte galassie mostrano un andamento della velocità costante per $r > R_{disk}$.

²Massa del Sole.

³Luminosità del Sole.

⁴È il rapporto M/L ed è una quantità che esprime la relazione tra la massa di un oggetto celeste e la sua luminosità. Se tutta la massa dell'oggetto celeste fosse costituita da materia visibile: $M/L = 1$.

⁵Questa sezione è ripresa da Lisanti (2016).

⁶Si utilizza il teorema di Gauss.

Per giustificare l'andamento delle curve di velocità si ipotizza l'esistenza di una distribuzione di DM all'esterno del disco galattico. Dai risultati ottenuti è possibile ricavare l'andamento che deve avere la densità esterna di materia oscura:

$$\rho(r) \propto \frac{M(r)}{r^3} \sim \frac{1}{r^2} \quad (1.5)$$

In questa stima si ipotizza implicitamente una distribuzione simmetrica ad alone sferico, in quanto le particelle di DM interagiscono solo debolmente tra loro, quindi, non dissipando energia per frizione, non collassano all'interno del disco, formando aloni sferici; al contrario i barioni possono interagire più fortemente tra loro e perdere energia. Dalle assunzioni fatte sulla densità di DM si può stimare la massa effettiva di un alone:

$$M_{halo} \sim 4\pi \int_0^{R_{halo}} r^2 \rho(r) dr \quad (1.6)$$

e utilizzando il teorema del viriale, si può ottenere la velocità media di materia oscura all'interno dell'alone:

$$\langle v \rangle \sim \sqrt{\frac{GM_{halo}}{R_{halo}}} \quad (1.7)$$

Notiamo come la velocità e la densità della DM sono strettamente correlate al potenziale gravitazionale, quindi, impostata una distribuzione della densità, si ha conseguentemente una distribuzione della velocità che rende la teoria autoconsistente. In particolare, ad un alone isotropico in stato stazionario, avente una densità che ha un andamento come $1/r^2$, si associa una distribuzione di probabilità Maxwelliana delle velocità. Per derivare questo risultato serve conoscere l'equazione di Boltzmann ed il teorema di Jeans.

1.3 Equazione di Boltzmann e teorema di Jeans⁷

Gli ammassi di galassie e le galassie stesse si comportano come sistemi non collisionali e non relativistici, quindi è possibile pensare l'alone di DM come un fluido non collisionale. Questi sistemi soddisfano quella che viene chiamata "equazione non collisionale di Boltzmann" (CBE) in cui si descrive l'evoluzione della distribuzione $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ di una particella di DM nell'alone, nello spazio delle fasi.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{\mathbf{x}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \dot{\mathbf{v}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (1.8)$$

Per l'unitarietà della probabilità deve valere:

$$\int f(\mathbf{x}, \mathbf{v}) d^3\mathbf{x} d^3\mathbf{v} = 1 \quad (1.9)$$

Solo alcune ben specifiche funzioni $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ risolvono l'equazione (1.8). Cercando soluzioni di tipo stazionario, quindi indipendenti dal tempo:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0 \quad \Rightarrow \quad \dot{\mathbf{x}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \dot{\mathbf{v}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (1.10)$$

si ottiene l'espressione del teorema di Jeans. Dato un sistema non collisionale in equilibrio, la funzione di distribuzione dipende soltanto dagli integrali del moto permessi dal potenziale del sistema. Ciò lega univocamente la densità, le orbite delle particelle e il potenziale attraverso l'equazione (1.10). Possiamo quindi pensare, per il teorema di Jeans, che $f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ sia solo funzione dell'hamiltoniana ε del sistema:

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = f(\varepsilon) \quad \varepsilon = \Phi - \frac{1}{2} v^2 \quad (1.11)$$

⁷Questa sezione è ripresa da Lisanti (2016).

dove Φ è il potenziale gravitazionale. Per un alone isotropico in stato stazionario, con distribuzione gaussiana delle velocità $f(v) \propto e^{-v^2/\sigma^2}$, nel dominio dell'energia $f(\varepsilon) \propto e^\varepsilon$, è possibile stimare l'andamento della densità di DM:

$$\rho \propto \int_0^\infty dv v^2 f(v) = \int_0^\infty dv v^2 \exp\left(\frac{\Phi - v^2/2}{\sigma^2}\right) \propto e^{\Phi/\sigma^2} \quad (1.12)$$

dove σ è la dispersione delle velocità. Da questa espressione si nota con chiarezza il legame tra la densità e la distribuzione delle velocità, attraverso il potenziale Φ . Dato che deve valere anche l'equazione di Poisson, si ottiene:

$$\nabla^2 \Phi = -4\pi G \rho \quad \implies \quad \rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2} \quad (1.13)$$

dove abbiamo sfruttato il fatto che $\Phi \propto \ln \rho$. Quindi abbiamo trovato un modello per un alone sferico e isotropico di DM dove:

$$\rho(r) \propto \frac{1}{r^2} \quad f(v) \propto e^{-v^2/\sigma^2} \quad (1.14)$$

L'andamento dell'inverso del quadrato della densità di materia sembra motivare il comportamento anormale delle curve di rotazione, tuttavia questo modello deve essere ampliato in quanto un tale profilo di densità prevederebbe un alone infinitamente massiccio. Queste stime si basano sull'assunzione che la galassia si trovi in uno stato stazionario e che quindi sia applicabile il teorema del viriale e quello di Jeans. Tale approssimazione è ragionevolmente buona per diverse galassie come ad esempio per la Via Lattea. La nostra galassia, infatti, ebbe l'ultima grande fusione con un'altra circa 10^9 anni fa; tuttavia, sono ancora in corso fusioni di scala minore ai margini del disco galattico. A prova di questo fenomeno, si osservano le stelle che vengono perse dalla galassia, in caduta verso la Via Lattea, lungo la traiettoria percorsa. Quindi, per affrontare adeguatamente il problema, si abbandonerà la strada dei calcoli analitici per dedicarci a simulazioni numeriche che modellino adeguatamente la densità di materia dell'alone in esame.

1.4 Lenti gravitazionali

Il "lensing" gravitazionale è un effetto previsto dalla teoria della relatività generale di Einstein che si verifica quando la luce proveniente da oggetti lontani viene distorta dalla presenza di materia lungo la linea di vista. Un raggio che passa alla distanza R da una massa M verrà deflesso di un angolo α pari a (Kochanek, 2004):

$$\alpha = \frac{4GM}{c^2 R} \quad (1.15)$$

dove G è la costante di gravitazione universale e c è la velocità della luce. In pratica, la presenza di una massa nello spazio si comporta in maniera analoga ad una lente ottica. Il fatto che nella legge (1.15) sia presente G al numeratore e c al denominatore fa sì che tale fenomeno sia rilevante solo in presenza di masse molto grandi (come stelle, galassie e ammassi di galassie). Come visto, dallo studio del raggio di curvatura è possibile risalire alla distribuzione di massa in un ammasso di galassie (o in una galassia singola) che risulta essere maggiore di quella visibile. Ciò comporta la presenza di una massa non visibile, la DM.

1.5 Radiazione cosmica di fondo

La radiazione cosmica di fondo ("Cosmic Microwave Background", CMB) è la radiazione elettromagnetica presente in tutto l'Universo ed emessa circa 380.000 anni dopo il Big Bang, momento in cui

l'Universo si era raffreddato abbastanza da consentire la ricombinazione dei fotoni in atomi di idrogeno. La radiazione di CMB permea uniformemente lo spazio e viene rilevata in tutte le direzioni del cielo, apparendo come una radiazione a microonde con una temperatura media di circa 2.7 K. Da tale radiazione si deduce che l'Universo è in buona approssimazione isotropo e omogeneo. Tuttavia, l'analisi dettagliata della CMB e delle sue fluttuazioni di temperatura suggerisce la presenza di strutture a grande scala che non possono essere spiegate completamente dalla materia ordinaria (barionica). In particolare, si osservano discrepanze tra le previsioni teoriche sulla distribuzione delle fluttuazioni di densità e quelle sperimentali ricavate dall'analisi della CMB. Per spiegare tali incongruenze, si ipotizza quindi l'esistenza di una componente di materia non visibile e non collisionale, la DM.

Durante le prime epoche dell'Universo, quando le particelle di DM interagivano tra loro e con le particelle del Modello Standard, c'era un equilibrio dinamico tra la produzione e l'annichilazione di DM. Tuttavia, man mano che l'universo si è espanso e raffreddato, le interazioni tra le particelle di DM sono diventate meno frequenti e meno energetiche, facendo in modo che la sua densità comovente nel cosmo rimanesse approssimativamente costante. Questo fenomeno è noto come "freeze-out" della DM: la densità di DM si è congelata ad un certo valore mentre l'Universo si raffreddava. Il momento esatto di "freeze-out" dipende dalla sezione d'urto delle interazioni delle particelle di DM e dalla temperatura dell'Universo in quel periodo. Si calcola che tale sezione d'urto mediata sulle velocità al "freeze-out" debba essere:

$$\langle \sigma v \rangle \approx 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (1.16)$$

che risulta molto vicina a quella dell'interazione debole.

1.6 Profili di densità di DM

Mediante simulazioni cosmologiche a N-corpi, il profilo di densità di DM può essere comunemente parametrizzato con l'espressione di Zhao-Hernquist (Hernquist, 1990):

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_s}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha\right]^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \quad (1.17)$$

dove r è la distanza dal centro dell'alone, r_s il raggio di scala e ρ_0 la densità caratteristica di DM, mentre α , β e γ sono parametri liberi. Una delle parametrizzazioni più utilizzate in letteratura è la Navarro-Frenk-White (NFW) (Navarro, Frenk e White, 1996) per cui $\alpha = 1$, $\beta = 3$ e $\gamma = 1$:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_s}\right) \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (1.18)$$

Data la divergenza al centro di NFW, un altro profilo, molto simile, è il cosiddetto profilo Einasto (Navarro et al., 2004; Springel et al., 2008), il quale riproduce meglio le pendenze per raggi più interni non ancora sondati in modo affidabile dalle simulazioni numeriche.

$$\rho(r) = \rho_0 \exp\left\{-\frac{2}{\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha - 1\right]\right\} \quad (1.19)$$

Questi due profili, ricavati da simulazioni, sono caratterizzati dalla presenza di un picco ("cusp") per raggi piccoli. Inoltre le simulazioni hanno dimostrato che i profili di densità sono indipendenti dalla scala cosmologica. Un problema nasce quando, da osservazioni di galassie di masse minori, le cosiddette

galassie nane, emerge un profilo con andamento piatto ("core") nella zona centrale dell'alone piuttosto che piccato come dalle simulazioni. Il profilo Burkert (Burkert, 1995) descrive quanto osservato:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(1 + \frac{r}{r_s}\right) \left(1 + \frac{r^2}{r_s^2}\right)} \quad (1.20)$$

Un altro profilo di tipo piatto, con caratteristiche simili al Burkert, è quello che viene chiamato pseudo-isotermico:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (1.21)$$

In figura 1.2 si mostra un grafico in cui vengono sovrapposti i quattro diversi tipi di profili, per il centro Galattico, in cui è possibile notare chiaramente la distinzione tra i profili "cusp" e quelli di tipo "core".

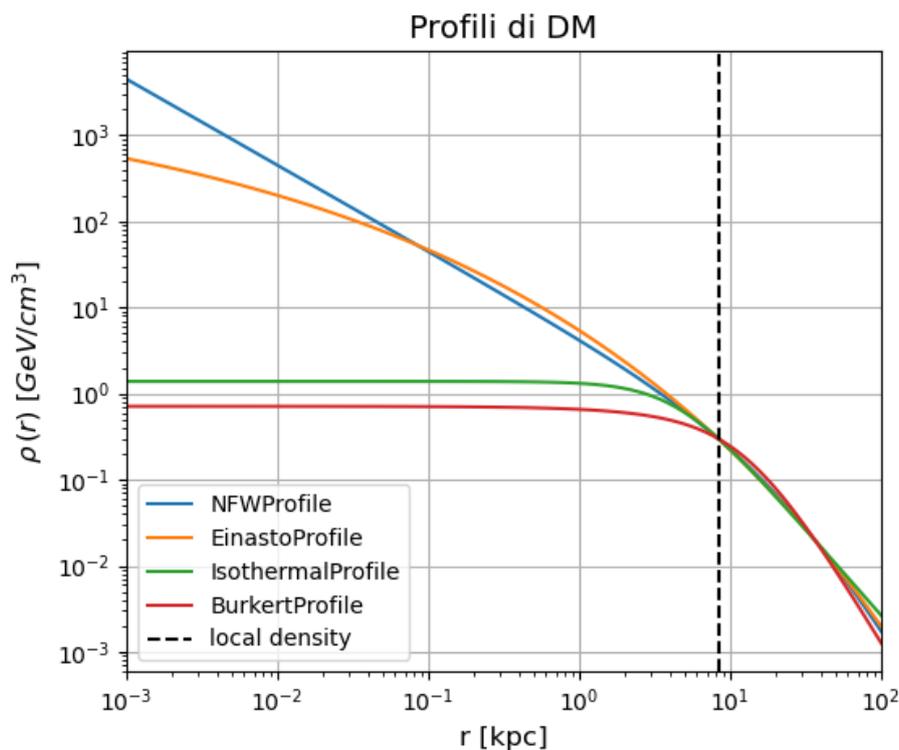


Figura 1.2: Profili di DM del centro Galattico a confronto ottenuti con *gammapy* (Acero et al., 2022). Profili "cusp": NFW e Einasto. Profili "core": Burkert e pseudo-isotermico.

1.7 Strumenti per rivelazione di DM

Ad oggi la ricerca della DM coinvolge diverse strategie sperimentali per tentare di rivelare direttamente ("direct detection", DD) o indirettamente ("indirect detection", ID) la presenza delle WIMPs. La rivelazione diretta si concentra principalmente nello studio dell'interazione elastica tra le particelle di DM e i nuclei di bersagli all'interno di rivelatori. Nella ID, invece, si studiano i prodotti (quindi particelle del Modello Standard) di annichilazione o decadimento di particelle di DM (indicate convenzionalmente con χ). Un terzo campo è lo studio di materia oscura agli acceleratori di particelle, dove attraverso urti tra particelle elementari si cerca di produrre artificialmente particelle supersimmetriche. In figura 1.3 sono mostrati i tre tipi di interazione su cui si basa la ricerca per la rivelazione delle particelle di DM.

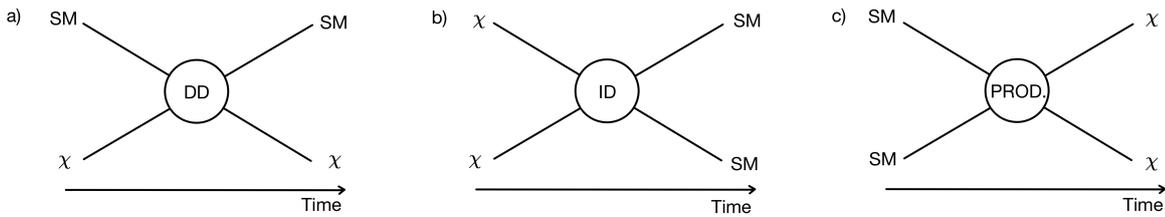


Figura 1.3: Interazioni tra particelle elementari del Modello Standard e WIMPs su cui si basa la rivelazione di DM in modo diretto a), in modo indiretto b), e negli acceleratori di particelle c).

In questa tesi ci si concentrerà principalmente sugli aspetti principali della rivelazione indiretta di DM, in particolare si tratteranno gli esperimenti che rivelano i raggi γ , in un determinato intervallo di energia, prodotti dall'annichilazione $\chi\chi$. I telescopi progettati per la rivelazione delle WIMPs possono essere classificati in tre macrocategorie: telescopi γ spaziali, telescopi γ a terra e rivelatori di neutrini.

1.7.1 Telescopi γ spaziali

I telescopi spaziali, situati in orbita, godono del vantaggio di operare al di sopra dell'atmosfera terrestre. Questa posizione permette loro di rivelare radiazioni provenienti dallo spazio senza l'interferenza atmosferica. Il maggior progetto attualmente in atto è:

- **Fermi-LAT**: è uno strumento a bordo del Fermi Gamma-ray Space Telescope (operativo dal 2008), una missione spaziale della NASA. Fermi-LAT è progettato per rivelare raggi γ ad alta energia nell'intervallo da circa 20 MeV a oltre 300 GeV. Fermi-LAT è costituito da un telescopio a grande area, composto da una matrice di rivelatori al silicio e la sua tecnica di rivelazione è schematizzata in figura 1.4. La sua ampia area di rivelazione consente di catturare e mappare raggi γ provenienti da diverse direzioni del cielo simultaneamente.

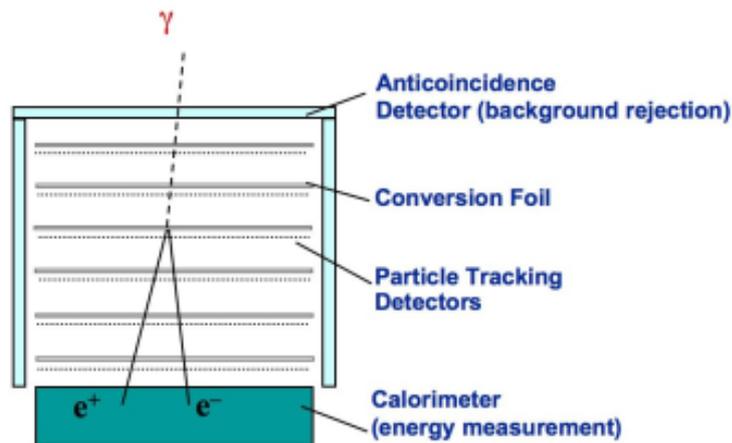


Figura 1.4: Principio su cui si basa la rivelazione di raggi γ del telescopio *Fermi-LAT*.

1.7.2 Telescopi γ a terra

I telescopi terrestri si suddividono in due categorie principali in base al tipo di segnali che rivelano e al modo in cui interagiscono tali particelle.

In figura 1.5 è schematizzata la tecnica di rivelazione per entrambe le tipologie di telescopi.

Telescopi Cherenkov Imaging

Questa tipologia di telescopi si basa su quella che è nota come "Imaging Atmospheric Cherenkov Technique" (IACT) per rivelare i raggi ad alta energia indirettamente. I raggi γ prodotti dall'annichilazione di particelle di DM entrando nell'atmosfera, producono coppie elettrone-positrone (e^+e^-), quest'ultimi interagendo con il campo dei nuclei, per effetto Bremsstrahlung, perdono parte della loro energia ed emettono ulteriori raggi γ . Si crea così un processo a cascata e si forma quello che viene chiamato sciame elettromagnetico, le cui particelle emettono a loro volta luce Cherenkov. I telescopi IACTs si basano sulla rivelazione di questo segnale, sfruttando l'effetto Cherenkov; questo fenomeno ha origine quando una particella carica ultrarelativistica ($\beta \sim 1$) in moto in un mezzo denso con indice di rifrazione $n > 1$ ha una velocità maggiore della luce in tale mezzo⁸. Questo provoca l'emissione di radiazione elettromagnetica (luce Cherenkov) con fronte sferico coerente, formando una superficie conica, con angolo caratteristico θ_c ⁹, avente come asse la direzione di propagazione della particella. I maggiori esperimenti IACTs in atto sono:

- **MAGIC**: situato presso l'osservatorio del Roque de los Muchachos, sull'isola di La Palma, nelle Canarie (Spagna). L'osservatorio si trova a un'altitudine di circa 2.200 metri sul livello del mare, fornendo una posizione elevata e isolata per ridurre l'interferenza atmosferica. È progettato per rivelare raggi γ ad alta energia nel range da alcune decine di GeV a diverse decine di TeV. Il primo telescopio MAGIC è entrato in funzione nel 2004, successivamente, nel 2009, è stato completato un secondo telescopio identico per formare l'attuale sistema di due telescopi. Il sistema MAGIC è composto da due telescopi Cherenkov identici, ognuno con uno specchio parabolico di 17 metri di diametro e un piano focale di fotomoltiplicatori.
- **HESS**: situato presso la Namibian Gamma Ray Observatory, in Namibia, Africa. L'ubicazione nell'emisfero australe consente a H.E.S.S. di osservare le regioni celesti che non sono visibili da siti nell'emisfero settentrionale. La prima fase operativa di H.E.S.S. è iniziata nel 2002 con il primo telescopio di 12m. Successivamente, sono stati aggiunti ulteriori 3 telescopi per migliorare la capacità di rivelazione e la precisione delle misurazioni. Un quinto telescopio di 28m è stato aggiunto nel 2012, riuscendo ad abbassare di 20GeV la soglia di osservazione.
- **VERITAS**: è un sistema di telescopi Cherenkov situati presso l'osservatorio Fred Lawrence Whipple, in Arizona, USA, in funzione dal 2007. VERITAS è composto da quattro telescopi identici di 12m che lavorano in stereoscopia. Ogni telescopio è dotato di specchi parabolici e fotomoltiplicatori per rilevare la luce Cherenkov.
- **CTA**: è un progetto internazionale che mira a costruire la più grande e avanzata rete di telescopi Cherenkov per la rivelazione di raggi γ ad alta energia. CTA è progettato per avere due siti di osservazione distinti: uno nell'emisfero settentrionale e uno nell'emisfero australe. I siti proposti includono l'osservatorio Roque de los Muchachos nelle Canarie, Spagna (per l'emisfero settentrionale che comprende 13 telescopi), e l'osservatorio Paranal nel deserto di Atacama, Cile (per l'emisfero australe che include circa 70 telescopi). CTA è un progetto futuro che è ancora in fase di costruzione. Il progetto prevede la realizzazione di tre classi di telescopi: telescopi di tipo grande (23m), medio (12m) e piccolo (6m), per coprire un ampio intervallo di energie e migliorare la sensibilità complessiva.

⁸La soglia perché avvenga effetto Cherenkov è: $\beta > 1/n$.

⁹ $\cos \theta_c = 1/\beta n$.

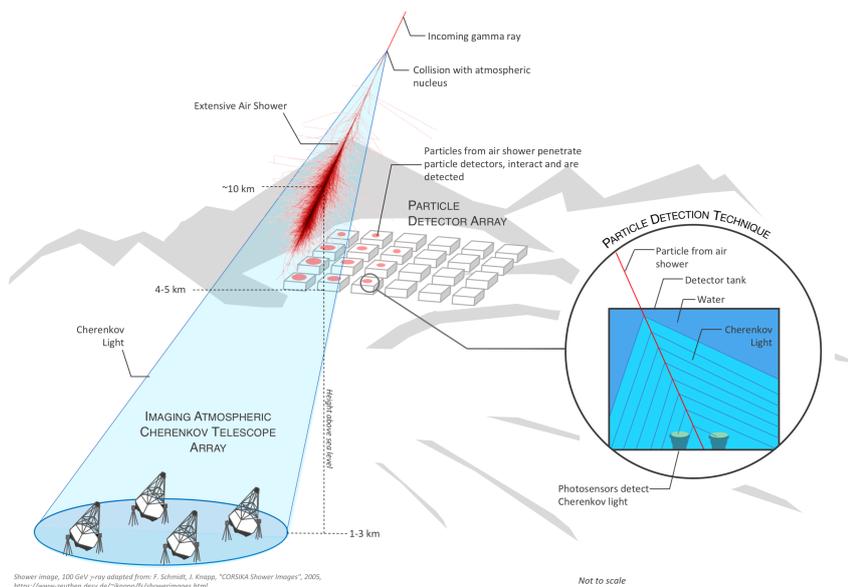


Figura 1.5: Telescopi Cherenkov Imaging (in basso a sinistra) che rivelano la luce Cherenkov prodotta dallo sciame elettromagnetico e gli shower front detector (in alto a destra) che rivelano direttamente le particelle prodotte dall'interazione dei raggi γ con l'atmosfera.

Shower front detector

Mentre i telescopi Cherenkov Imaging si concentrano sulla rivelazione della luce Cherenkov, esiste una categoria di telescopi, posizionati in altitudine, che rivelano direttamente le particelle dello sciame elettromagnetico. Questi telescopi sono principalmente composti da grandi volumi d'acqua in modo tale da sfruttare sempre l'effetto Cherenkov, ma in acqua, al passaggio delle particelle cariche dello sciame. I principali progetti in atto sono:

- **HAWC**: è un osservatorio, operativo dal 2015, situato sul vulcano Sierra Negra, in Messico, ad un'altitudine di circa 4.100 metri. Utilizza un array di serbatoi d'acqua per rivelare la radiazione Cherenkov coprendo un'ampia gamma di energie, da alcune centinaia di GeV fino a diverse decine di TeV.
- **LHAASO**: è un osservatorio di raggi cosmici, attivo dal 2019, posto ad un'altitudine di circa 4.410 metri, situato nella provincia del Sichuan, in Cina. L'osservatorio attualmente comprende diversi tipi di rivelatori, tra cui il "Water Cherenkov Detector Array" (WCDA), il "Large High Altitude Air Shower Array" (LHAASA), e altri strumenti dedicati alla rivelazione delle docce atmosferiche estese (air showers).

1.7.3 Rivelatori di neutrini

I rivelatori di neutrini si concentrano nella rivelazione di prodotti secondari dell'annichilazione di DM che si accumula all'interno di corpi astrofisici massicci, come il Sole, la Terra o le Galassie. I neutrini emessi, essendo neutri e interagendo debolmente con la materia, si propagano in tutto l'universo senza essere deviati da campi esterni. Avendo una sezione d'urto molto piccola risultano essere molto difficili da rivelare, per questo sono necessari rivelatori di grandi dimensioni. I maggiori esperimenti in atto per la rivelazione di neutrini sono:

- **ANTARES**: attivo dal 2008, posizionato nel Mar Mediterraneo, al largo della costa meridionale della Francia. L'ubicazione sottomarina offre un ambiente isolato dal rumore di fondo causato dai raggi cosmici e dalla radiazione atmosferica.

- **IceCube**: completato nel 2010, situato in Antartide, al Polo Sud geografico. La sua collocazione è all'interno del ghiaccio antartico, a profondità variabili tra 1.450 e 2.450 metri.
- **Baikal-GVD**: attivo dal 2020, situato nel Lago Bajkal, il lago più profondo e antico del mondo, nella Siberia meridionale in Russia.

1.8 Flusso di raggi γ da annichilazione o decadimento di DM

Il flusso di raggi γ , prodotti in seguito a processi di annichilazione o decadimento di particelle di DM, atteso sulla Terra è dato da:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE_\gamma} = \begin{cases} \frac{\langle \sigma v \rangle}{4\pi} \frac{1}{2m_\chi^2} \sum_i BR_i \frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma} J_{ann}(\Delta\Omega) & \text{Annichilazione di DM} \\ \frac{1}{4\pi m_\chi} \sum_i \Gamma_i \frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma} J_{dec}(\Delta\Omega) & \text{Decadimento di DM} \end{cases} \quad (1.22)$$

dove $\langle \sigma v \rangle$ è la sezione d'urto mediata sulle velocità, m_χ è la massa della particella di DM, BR_i sono i "branching ratio"¹⁰, mentre $\Gamma_i = 1/\tau_\chi$ ¹¹ sono le larghezze di decadimento. È possibile notare come l'espressione del flusso sia composta da un fattore che dipende dalla natura microscopica delle particelle di DM (dN_γ^i/dE_γ ¹²), e da un fattore astrofisico $J(\Delta\Omega)$ (Bergstrom, Ullio e Buckley, 1998) che dipende dalla distribuzione dell'alone nello spazio. Quest'ultimo ha due espressioni differenti in base al processo considerato:

$$\begin{cases} J_{ann}(\Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s} \rho_\chi^2(l, \Omega) dl d\Omega & \text{Annichilazione di DM} \\ J_{dec}(\Delta\Omega) = \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s} \rho_\chi(l, \Omega) dl d\Omega & \text{Decadimento di DM} \end{cases} \quad (1.23)$$

Si noti come il parametro astrofisico si ottiene integrando la densità di DM del target studiato, sulla linea di vista (*l.o.s.*)¹³ e sull'angolo solido $d\Omega$ del segnale.

Ogni interazione è definita in modo univoco dalla massa della particella di DM (m_χ) e dai "branching ratios". I prodotti primari dei processi di annichilazione o decadimenti delle WIMPs sono coppie di particelle del Modello Standard come quark, bosoni di Gauge o leptoni. Quest'ultime due particelle possono successivamente decadere, formando generalmente pioni neutri (π^0), i quali, essendo delle particelle instabili, decadono a loro volta producendo raggi γ con spettro continuo.

Poiché ogni modello di DM ha il suo spettro di raggi γ definito dall'equazione (1.22), l'intensità del segnale per un processo di annichilazione (decadimento) è determinato dal "branching ratio" BR_i (ampiezza di decadimento Γ_i) in base allo specifico canale. Conoscere tutti i BR_i (Γ_i) richiederebbe una modellizzazione completa dell'interazione delle particelle di DM, è comune quindi utilizzare l'approccio "benchmark" in cui si imposta selettivamente $BR_i = 1$ per il canale i -esimo e zero per tutti gli altri ($\Gamma_j = 0$ per tutti i canali $j \neq i$). In letteratura vengono utilizzati maggiormente i canali di annichilazione (o decadimento) di $\chi\chi$ in $b\bar{b}$, W^+W^- , $\tau^+\tau^-$ e $\mu^+\mu^-$. In figura 1.6 vengono mostrati gli spettri dei diversi canali per le diverse masse di DM, ottenuti da Cirelli et al. (2011).

¹⁰É la probabilità che avvenga un processo di annichilazione attraverso un determinato canale rispetto a tutti quelli possibili.

¹¹Vita media della particella di DM.

¹²Numero di fotoni γ prodotti durante un'interazione ad una data energia E_γ .

¹³Line-of-sight.

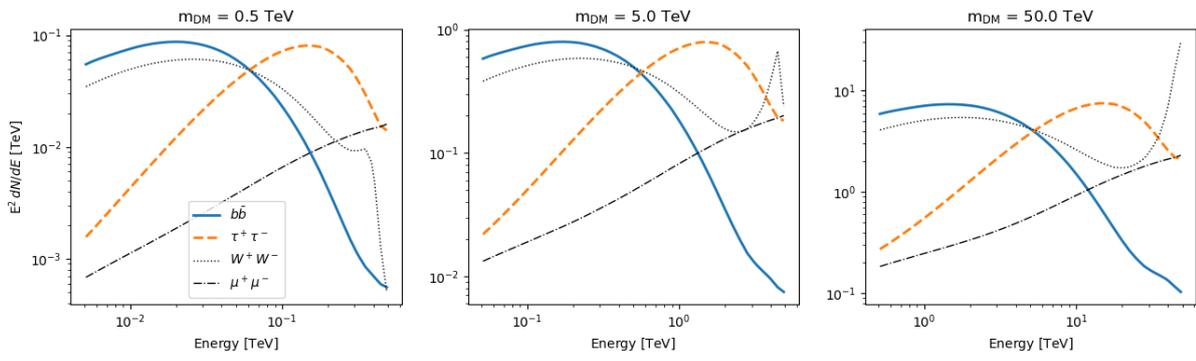


Figura 1.6: Spettri di raggi γ per vari modelli di annichilazione di DM ottenuti da Cirelli et al. (2011).

2. Il portale DMbounds

Per questa tesi ho contribuito allo sviluppo del progetto `DMbounds` iniziato dal professor Doro. Tale progetto è stato concepito come uno strumento centralizzato per raccogliere i limiti di annichilazione e decadimento di DM provenienti da diversi studi ed elaborarli per fare predizioni veloci ad-hoc per diversi strumenti e modelli di DM. `DMbounds`¹ è un "repository" su GitHub, creato con l'obiettivo specifico di raccogliere i risultati derivanti dall'analisi dei dati provenienti dai telescopi spaziali e terrestri introdotti nelle sezioni 1.7.1 e 1.7.2.

2.1 Introduzione a GitHub

GitHub è una piattaforma di sviluppo collaborativo basata su `git`, un sistema di controllo delle versioni, diffuso ampiamente nell'ambito scientifico, utilizzato nel campo dello sviluppo software. Lanciato nel 2008, GitHub fornisce uno spazio online dove sviluppatori di tutto il mondo possono collaborare, condividere e tracciare il progresso dei loro progetti. In termini semplici, `git` è uno strumento che tiene traccia delle modifiche apportate al codice sorgente di un progetto nel tempo, consentendo ai membri del team di lavorare in modo collaborativo, mantenere una cronologia delle modifiche e risolvere conflitti in modo efficiente. Le caratteristiche chiave di GitHub includono la possibilità di creare "repository" per i vari progetti, tenere traccia delle modifiche tramite "commit", creare "branch" per sviluppare nuove funzionalità senza influire sulla versione principale, gestire problemi e richieste di "pull". Questo rende GitHub uno strumento fondamentale per gli sviluppatori, consentendo loro di lavorare in modo efficiente, trasparente e distribuito su progetti di varia complessità.

2.2 Creazione dei file `.ecsv`

Nella creazione di `DMbounds` ci siamo concentrati nello studio degli articoli che ci hanno consentito di ottenere informazioni dettagliate sui limiti superiori e inferiori delle sezioni d'urto, rispettivamente per i processi di annichilazione ("upper limits") e decadimento ("lower limits") di DM.

Una lista completa degli studi analizzati e presenti in `DMbounds` si trova all'indirizzo: https://github.com/micheledoro/gDMbounds/blob/main/dmbounds/dmbounds_list.md.

Operativamente, da questi articoli, sono stati esportati i grafici $\langle \sigma v \rangle$ vs m_χ per i processi di annichilazione e τ_χ vs m_χ per quelli di decadimento. Attraverso il tool *WebPlotDigitizer 4.7*² sono stati estratti i valori dei punti di tali grafici e raccolti in file `.ecsv`.

I file con estensione `.ecsv` sono generalmente associati a tabelle di dati strutturati e formattati utilizzando il formato ECSV ("Extended CSV"). L'ECSV è una versione estesa del formato CSV ("Comma-Separated Values") che consente di memorizzare dati tabellari con maggiore flessibilità e di includere informazioni aggiuntive sulla struttura dei dati. Questi file sono principalmente utilizzati in ambito scientifico e nell'analisi dati, specialmente quando si lavora con dati tabellari complessi, come quelli provenienti da esperimenti scientifici o simulazioni.

Si riporta di seguito (2.1) un esempio di file `.ecsv` presente in `DMbounds`, contenente i punti estrapolati dai grafici.

¹<https://github.com/micheledoro/gDMbounds> .

²<https://apps.automeris.io/wpd/> .

```

# %ECSV 0.9
# %Part of https://github.com/moritzhuetten/DMbounds under the
# %Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 Unported License, see LICENSE.rst
# ---
# datatype:
# - {name: mass      , unit: GeV      , datatype: float32 , description: DM mass  }
# - {name: sigmav   , unit: cm3s-1   , datatype: float32 , description: <sigmav> }
# meta: !!omap
# - {reference:      "Sensitivity of the Cherenkov Telescope Array to TeV photon emission
  from the Large Magellanic Cloud"}
# - {doi:           "10.1093/mnras/stad1576"}
# - {arxiv:         "2305.16707"}
# - {instrument:    "cta"}
# - {year:          "2023"}
# - {source:        "LMC"}
# - {channel:       "mumu"}
# - {confidence:    "0.95" }
# - {dmfraction:    "1"}
# - {obs_time:      "340h"}
# - {figure:        "Fig. 22"}
# - {comment:       "sensitivity, statistical reach, without systematic uncertainties, NFW-
  max model"}
# - {status:        ""}
# schema : astropy  2 .0

mass sigmav
440.9  2.904e-26
566.4  3.246e-26
727.6  2.891e-26
...

```

Esempio 2.1: Esempio di file `.ecsv` in `DMbounds`.

L'organizzazione del progetto `DMbounds` è principalmente condensata in "directories". All'interno della "directory" `bounds`, è possibile individuare diverse sotto-"directory", ciascuna dedicata ai dati osservati da ogni specifico telescopio: proprio qui vi sono archiviati i file `.ecsv` (come mostrato in 2.2).

```

collider
  collider_2015_atlascms_ann_bb.ecsv
  collider_2015_atlascms_ann_gg.ecsv
  collider_2015_atlascms_ann_tautau.ecsv

cta
  cta_2015_gc_ann_bb_sens_einasto.ecsv
  cta_2015_gc_ann_bb_sens_nfw.ecsv
  cta_2019_gc_ann_gammagamma_sens_einasto_unbinned.ecsv
  cta_2019_perseuscluster_dec_bb_sens.ecsv
  cta_2019_perseuscluster_dec_tautau_sens.ecsv
  cta_2019_seguel1_ann_bb_sens.ecsv
...

directsearches
  directsearches_2015_coupp_ann_bb.ecsv
  directsearches_2015_coupp_ann_gg.ecsv
  directsearches_2015_coupp_ann_tautau.ecsv

hawc
  hawc_2018_m31_ann_bb_max.ecsv
  hawc_2018_m31_ann_bb_med.ecsv
  hawc_2018_m31_ann_bb_min.ecsv
...

```

Esempio 2.2: Cartella `bounds` in `DMbounds`.

Si riportano in appendice A le legende per gli strumenti presi in considerazione per la creazione di DMbounds e dei target osservati.

Lo scopo finale di DMbounds è la creazione di un database accessibile e facilmente utilizzabile per la comunità scientifica. Mediante l'implementazione di un semplice programma in linguaggio python, si ha la possibilità di generare grafici e confrontare agevolmente i limiti di annichilazione e decadimento di DM. La flessibilità del sistema consente di filtrare i dati in base agli strumenti specifici o ai target oggetto di studio, offrendo così agli utenti un controllo completo sulla selezione e sulla visualizzazione delle informazioni.

2.3 Target presenti in DMbounds³

Il database DMbounds rappresenta una preziosa risorsa per l'indagine della DM, fornendo dati provenienti da una varietà di telescopi dedicati alla ricerca in questo campo affascinante. Tra i principali target osservati, presenti nel database, troviamo il centro Galattico, le galassie nane, gli ammassi di galassie e i "dark clumps".

2.3.1 Centro Galattico

Il centro Galattico ("Galactic Center", GC) è la regione centrale della Via Lattea. Si trova ad una distanza di circa 26.000 anni luce dalla Terra nella costellazione del Sagittario. Questa regione è di grande interesse per gli astronomi perché ospita un insieme diversificato di fenomeni astrofisici e presenta una densità stellare molto elevata. Al centro del GC si trova Sagittarius A* (Sgr A*), un buco nero supermassiccio con una massa equivalente a circa 4 milioni di volte quella del Sole. Risulta essere un obiettivo primario per le ricerche di DM con gli IACTs, in quanto è la regione più vicina all'alone di DM della Via Lattea ($M_{halo} \approx 10^{12} M_{\odot}$). Data la sua vicinanza alla Terra, la rilevazione del segnale per la ricerca indiretta di DM è notevole, sebbene la distribuzione prevista dei raggi γ si estenda su un'ampia area del cielo e risulta spesso contaminata da fondi provenienti da altri fenomeni astrofisici. Attualmente, l'accurata definizione del profilo di densità nell'area più interna dell'alone, da dove si presume parta il segnale, rimane incerta. Il GC risulta meglio osservabile dall'emisfero australe; questo garantisce un'energia di soglia più bassa e un'osservabilità di più lunga. I migliori risultati infatti, sono stati pubblicati da studi effettuati con il telescopio H.E.S.S.. Anche MAGIC e VERITAS hanno osservato il GC nel corso degli anni, con prestazioni più modeste a causa della loro posizione nell'emisfero settentrionale. L'avvento di CTA, invece, ha portato ad un miglioramento significativo dei risultati.

2.3.2 Galassie nane

Le galassie nane sono galassie di dimensioni relativamente ridotte, con masse dell'ordine di $10^7 - 10^9 M_{\odot}$, con un diametro che può variare da poche centinaia di parsec a diverse migliaia e di bassa luminosità rispetto alle galassie giganti come la Via Lattea e Andromeda. Sono composte per la maggior parte da DM e si ritiene che giochino un ruolo importante nella formazione stellare, in quanto, si sono formate in seguito al collasso gravitazionale di nubi di gas e polvere, che condensando possono dare origine a nuove stelle. Possono classificarsi in galassie nane ellittiche, irregolari, sferoidali ("dwarf spheroidal galaxies", dSphs), e satellite. Inoltre, il notevole interesse per questi oggetti nelle ricerche indirette di DM deriva dal fatto che mostrano un'attività stellare estremamente ridotta negli ultimi miliardi di anni. Ciò significa che è improbabile che le galassie nane emettano fotoni ad alta energia da fonti astrofisiche, di conseguenza, qualsiasi segnale di raggi γ rilevato in questi oggetti sarebbe molto probabilmente di origine esotica. Per questo motivo, le galassie nane sferoidali sono considerate uno dei bersagli più

³Questa sezione è ripresa da Doro, Sánchez-Conde e Hütten (2021).

promettenti e "puliti" per le ricerche indirette di DM. Attualmente i limiti della sezione d'urto ottenuti dall'osservazione di dSphs con gli IACTs sono tra i più robusti e sono dell'ordine di $10^{-24} \text{ cm}^3/\text{s}$.

2.3.3 Ammassi di galassie

I "cluster" di galassie sono grandi aggregati di galassie, con masse intorno a $10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$, che interagiscono gravitazionalmente tra loro. Queste strutture cosmiche sono tra le più grandi e massicce conosciute nell'Universo, contengono da centinaia fino a migliaia di galassie, oltre a grandi quantità di gas caldo diffuso e DM. Questi ammassi di galassie rivestono un'importanza cruciale nelle ricerche di DM, poiché essa costituisce la maggior parte della massa totale di tali sistemi, rappresentando fino all'80% della massa viriale complessiva. Tuttavia, poiché gli ammassi di galassie sono oggetti extragalattici e molti di essi si trovano a distanze cosmologiche, qualsiasi segnale derivante dall'annichilazione o decadimento di DM sarebbe notevolmente attenuato a causa della presenza di luce di fondo extragalattica. Ad oggi, l'osservazione più approfondita di un ammasso di galassie risulta essere quella eseguita con i telescopi MAGIC per l'ammasso di Perseo. Questo studio ha permesso di impostare i vincoli più stringenti sui processi di decadimento di DM. Mentre, per quanto riguarda l'annichilazione di DM, i limiti più vincolanti derivano dall'osservazione dell'ammasso di Fornax da parte del telescopio HESS.

2.3.4 Dark clumps

I "dark clumps" sono regioni del mezzo interstellare ("InterStellar Medium", ISM) che si distinguono per la loro densità elevata di DM e con una luminosità intrinseca molto bassa o assente. Non emettono radiazioni visibili o altri tipi di radiazione elettromagnetica rilevabile, rendendoli difficili da individuare direttamente. Nonostante la loro mancanza di emissione di luce visibile, i "dark clumps" possono manifestare effetti gravitazionali osservabili su oggetti circostanti, come stelle o gas interstellare. Durante le prime fasi dell'Universo, piccole fluttuazioni della densità di materia hanno portato all'aggregazione di DM in regioni più dense, rispetto alle aree circostanti, che hanno iniziato a subire il collasso gravitazionale. Questo processo ha portato all'accumulo di DM in strutture, chiamate "subhaloes", all'interno di aloni più massicci. I sub-aloni più grandi presenti nella nostra Galassia ospitano le galassie satellitane conosciute, mentre quelli più piccoli, con masse inferiori a circa $10^7 M_{\odot}$, potrebbero non contenere né stelle né gas e quindi rimanere completamente oscuri. Data l'assenza di radiazione ad alta energia proveniente da fattori astrofisici, i "dark clumps" rappresentano ottimi target per la ricerca indiretta di DM. Poiché non si conosce a priori la posizione esatta di questi "dark subhaloes", gli attuali IACTs non risultano essere particolarmente adatti a rivelare il segnale di raggi γ , a causa del loro campo visivo limitato. Il telescopio Fermi-LAT, invece, monitora continuamente l'intero cielo e quindi si presenta naturalmente come lo strumento ideale per la ricerca di candidati "subhaloes" rivelando raggi γ nell'intervallo di energia dei GeV. Con l'entrata in funzione dell'osservatorio HAWC sono state consentite ulteriori ricerche anche nel regime del TeV.

3. Risultati

In questo capitolo ci si concentrerà nel confrontare diverse tipologie di limiti per processi di annichilazione o decadimento di DM. I grafici presentati sono stati generati utilizzando il database `DMbounds`, implementando un semplice programma in linguaggio `python`.

3.1 Confronto tra diversi profili di DM

Nella sezione 1.6 si è posto l'accento sulla possibilità di definire diversi profili di densità di DM, in quanto non si hanno evidenze scientifiche che un modello piccato per regioni interne sia più plausibile rispetto ad uno piatto. Ci proponiamo, quindi, di confrontare come cambiano le previsioni sui limiti superiori, per processi di annichilazione, in base al modello di densità di DM scelto. Tale scelta influenza direttamente il calcolo del fattore astrofisico $J_{ann}(\Delta\Omega)$, come descritto in (1.23), e di conseguenza anche il flusso di raggi γ attesi.

In figura 3.1 si mostra il confronto considerando due studi di CTA: il primo (Acharyya et al., 2023) per la Grande Nube di Magellano ("Large Magellanic Cloud", LMC) ottenuto per il processo di annichilazione $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$, ed il secondo (Acharyya et al., 2021) per il centro Galattico ("Galactic center", GC) ottenuto per il processo di annichilazione $\chi\chi \rightarrow W^+W^-$.

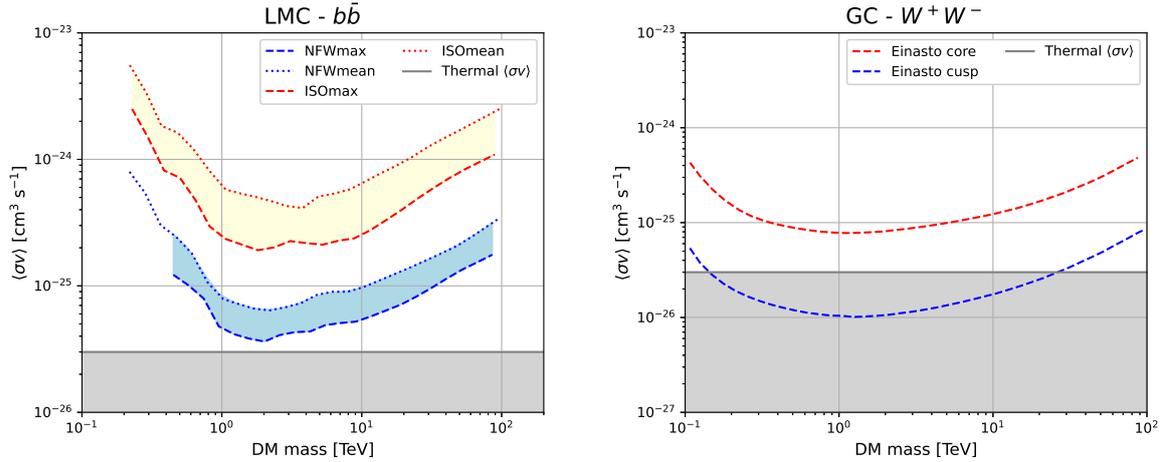


Figura 3.1: Confronto tra modelli "cusp" e "core". A sinistra: confronto tra il modello NFW (in blu) e isotermico (in rosso), della LMC, per il processo di annichilazione nel canale $b\bar{b}$. Grafico riprodotto dallo studio (Acharyya et al., 2023) di CTA. A destra: confronto tra due modelli Einasto del GC, uno "core" (in rosso) e l'altro di tipo "cusp" (in blu) per il processo di annichilazione nel canale W^+W^- . Grafico riprodotto dallo studio (Acharyya et al., 2021) di CTA. In entrambi i grafici è indicato (in grigio) il "thermal relic limit" (1.16).

Per il primo studio (LMC) sono stati considerati due modelli di densità di DM: il NFW e l'isotermico. Per ciascuno di essi sono state definite due parametrizzazioni differenti in modo da ottenere i rispettivi modelli "mean" e "max". Per il secondo (GC) invece, il confronto avviene tra due diverse parametrizzazioni per il modello Einasto, uno di tipo "core" e uno di tipo "cusp".

Tutti i grafici, rappresentanti i limiti per processi di annichilazione, presentano una linea costante (in grigio) all'altezza $\langle\sigma v\rangle_{\text{Thermal}} = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$. Tale limite teorico rappresenta una stima della sezione d'urto di annichilazione della DM data dall'abbondanza osservata oggi di DM, come spiegato nella

sezione 1.5. I limiti sperimentali iniziano ad essere significativamente rilevanti quando penetrano questa regione al di sotto di $\langle \sigma v \rangle_{\text{Thermal}}$ (chiamato "thermal relic limit" seguendo Steigman, Dasgupta e Beacom (2012)).

Risulta evidente che il limite ottenuto con un profilo a cuspid (NFW per la LMC, Einasto "cusp" per il GC) è più stringente di circa un ordine di grandezza rispetto a quello ottenuto a partire dal modello "core" (isotermico per la LMC, Einasto "core" per il GC). Ciò trova spiegazione nel calcolo del fattore astrofisico J , ottenuto come l'integrale del quadrato della densità. Di conseguenza un profilo a cuspid avrà un contributo maggiore al flusso di raggi γ rispetto ad un modello piatto.

Inoltre, è importante notare che l'effetto di questa differenza non è altrettanto evidente quando si considerano target più distanti, come ad esempio le galassie nane. Ciò è dovuto al fatto che l'impatto del modello di densità di DM sul calcolo del fattore J è meno significativo.

3.2 Confronto tra diversi target

Nella sezione 2.3 si sono trattati i principali target osservati dai telescopi spaziali e terrestri: il GC, le dSphs (come la LMC e Segue1), i "dark clumps" (o "dark subhaloes") e i "cluster" di galassie (come Perseus). Ci proponiamo ora, di mettere a paragone questi diversi bersagli osservati con il medesimo strumento, CTA. Fissato il canale di annichilazione $b\bar{b}$ mostriamo il grafico (fig. 3.2) in cui vengono raccolti gli "upper limits" tratti dai seguenti studi: GC da Acharyya et al. (2021), LMC da Acharyya et al. (2023), Perseus da Abe et al. (2023), "dark subhalos" da Coronado-Blázquez et al. (2021), Segue 1 da Acharya et al. (2018).

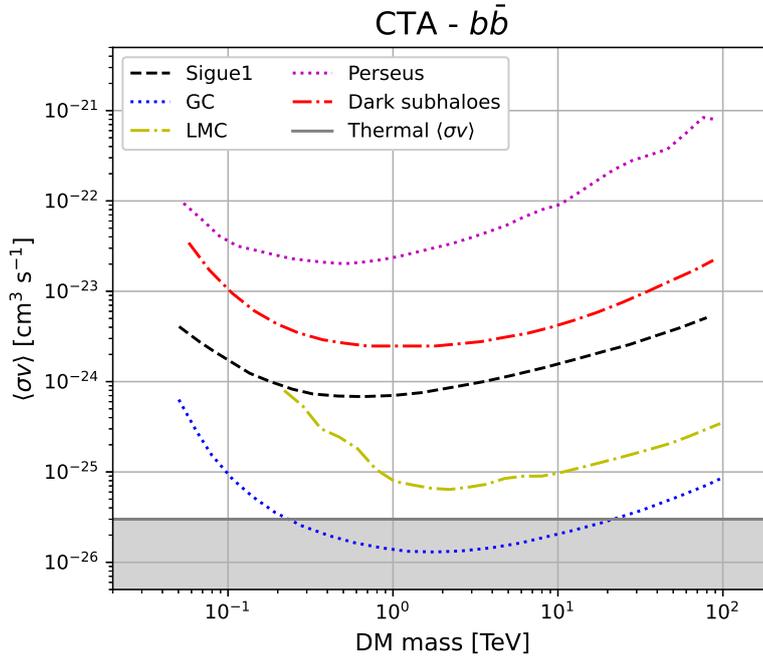


Figura 3.2: Confronto tra osservazioni di diversi target con strumento CTA, per il canale di annichilazione $b\bar{b}$. Limiti tratti da: (Acharyya et al., 2021) per il GC, (Acharyya et al., 2023) per la LMC, (Abe et al., 2023) per Perseus, (Coronado-Blázquez et al., 2021) per i "dark subhalos", (Acharya et al., 2018) per Segue 1. È indicato (in grigio) il "thermal relic limit" (1.16).

Questi limiti sono ottenuti mediante esperimenti simulati che mirano a valutare la sensibilità dell'array nel rilevare segnali, al di sopra del rumore di fondo, provenienti dall'annichilazione di DM. In questi

tipi di grafici si mostra come varia la sezione d'urto, strettamente collegata alla probabilità di interazione della DM con la materia ordinaria, in funzione di m_χ . La sensibilità di CTA entra in gioco determinando quali regioni di questo grafico possono essere esplorate con successo dall'esperimento. Se quest'ultimo ha una sensibilità elevata, significa che è in grado di rilevare anche segnali deboli, ponendo un limite più restrittivo, quindi più basso, rispetto ad un esperimento con sensibilità minore.

Si nota che l'intervallo dei limiti è piuttosto ampio e risulta essere tra $10^{-26} \div 10^{-22} \text{ cm}^3/\text{s}$. Ciò deriva dal fatto che il fattore astrofisico associato a tali target impatta in maniera significativa sul limite finale. Si vede come effettivamente i due "upper limits" più restrittivi nel grafico 3.2 sono quelli relativi al centro Galattico e alla LMC, i target più vicini alla Terra (in questi oggetti l'interazione tra DM e barioni è più forte rispetto a quella che avviene nelle dSphs o nei "dark clumps").

3.3 Confronto tra diversi canali di annichilazione

Si è parlato, in sezione 1.8, del contributo che apportano al flusso di raggi γ attesi sulla terra gli spettri dei vari prodotti di annichilazione di DM. Per confrontare come questo impatta sui limiti superiori nel grafico $\langle \sigma v \rangle$ vs m_χ , mostriamo (in figura 3.3) la sovrapposizione dei risultati per i quattro principali canali ($b\bar{b}$, W^+W^- , $\tau^+\tau^-$ e $\mu^+\mu^-$) di due diversi studi. Il primo è tratto da Acharyya et al. (2023) di CTA per la LMC, mentre il secondo da Ahnen et al. (2016) grazie ad una collaborazione di MAGIC-LAT per l'osservazione di Segue1.

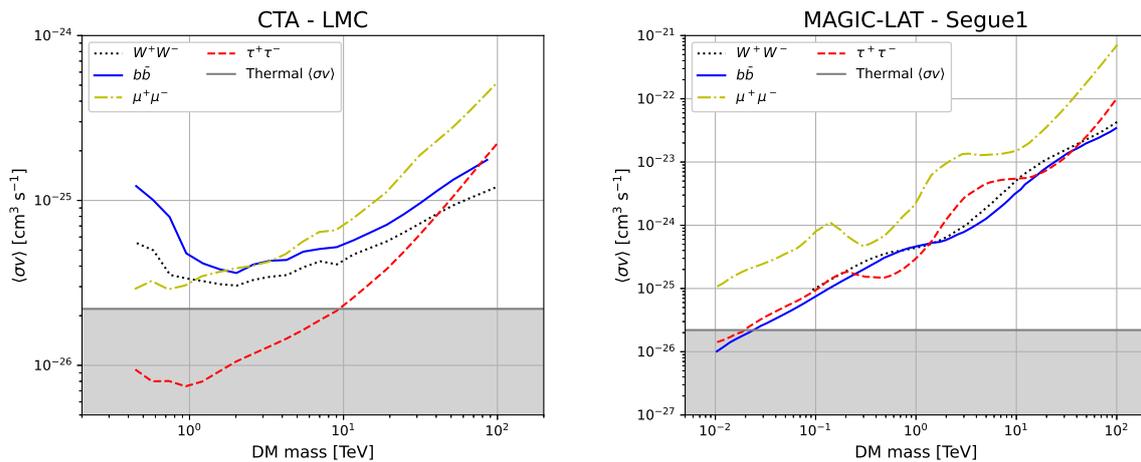


Figura 3.3: Confronto tra diversi canali di annichilazione scegliendo un profilo di DM di tipo "cusp". A sinistra: lo studio (Acharyya et al., 2023) di CTA, con target LMC. A destra: lo studio (Ahnen et al., 2016) della collaborazione MAGIC-LAT per l'osservazione di Segue1. In entrambi i grafici si riporta il "thermal relic limit" (1.16).

In entrambi i grafici si considera un profilo di densità di DM di tipo "cusp", ottenendo "upper limits" compresi in un intervallo tra $10^{-26} \div 5 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3/\text{s}$. Questo mostra come l'unico fattore che influenza il limite sia la forma degli spettri per i diversi canali di annichilazione. In particolare i canali $b\bar{b}$ e $\tau^+\tau^-$ sono considerati due esempi rappresentativi, in quanto il primo è più "soft" avendo il picco del segnale a $m_\chi/10$, mentre il secondo è più "hard" che lo presenta a $m_\chi/3$ (fig. 1.6).

3.4 Confronto tra diversi esperimenti per annichilazione di DM

Nei precedenti paragrafi si sono confrontati vari limiti di annichilazione e si è visto che in base al profilo di densità di DM considerato e al target osservato, possono cambiare di molto i limiti teorici attesi. Ci proponiamo in questa sezione, invece, di analizzare e sovrapporre i risultati ottenuti dai migliori studi, confrontando indistintamente target e strumenti diversi. Si mostrano nel grafico 3.4 i limiti estratti dai seguenti studi: (Acharyya et al., 2021) di CTA per GC, (Abdalla et al., 2022) di HESS per GC, (Bauer et al., 2015) di ATLAS CMS e COUPP, (Albert et al., 2018) di HAWC per multidsph, (He et al., 2019) di LHAASO per multidsph, (Hoof, Geringer-Sameth e Trotta, 2020) di FERMI-LAT per multidsph, (Acciari et al., 2022) di MAGIC per multidsph, (Archambault et al., 2017) di VERITAS per multidsph.

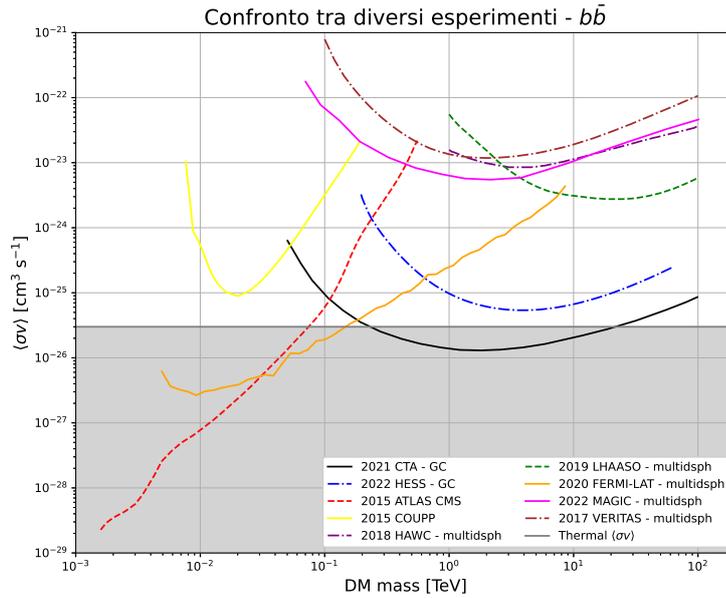


Figura 3.4: Confronto degli "upper limits" più stringenti tra diversi esperimenti e target dei seguenti studi: (Acharyya et al., 2021) di CTA per GC, (Abdalla et al., 2022) di HESS per GC, (Bauer et al., 2015) di ATLAS CMS e COUPP, (Albert et al., 2018) di HAWC per multidsph, (He et al., 2019) di LHAASO per multidsph, (Hoof, Geringer-Sameth e Trotta, 2020) di FERMI-LAT per multidsph, (Acciari et al., 2022) di MAGIC per multidsph, (Archambault et al., 2017) di VERITAS per multidsph. Si riporta (in grigio) il "thermal relic limit" (1.16).

L'obiettivo della ricerca è quello di ridurre il limite teorico attualmente calcolato, lavorando per sviluppare esperimenti sempre più sensibili al fine di esplorare l'area al di sotto del "thermic relic limit". I risultati riportati nel grafico 3.4 evidenziano che lo studio condotto con CTA per il GC risulta essere il più vincolante per masse $m_\chi \geq 0.1$ TeV.

I limiti ottenuti attraverso l'osservazione di dSphs con gli strumenti HAWC, LHAASO, MAGIC e VERITAS si dimostrano significativamente più restrittivi rispetto a quello ottenuto dallo studio di CTA per l'ammasso di galassie di Perseus; ma meno vincolanti rispetto alle osservazioni del GC sia di CTA che di HESS.

Invece per l'intervallo $5 \cdot 10^{-2} \div 0.1$ TeV, il limite predominante è quello ottenuto dal telescopio FERMI-LAT dall'osservazione di dSphs.

Per masse di DM inferiori a $m_\chi \leq 5 \cdot 10^{-2}$ TeV, poco probabili secondo i modelli attuali, il limite più stringente è quello ottenuto dallo studio dell'acceleratore di particelle ATLAS CMS.

3.5 Confronto tra diversi esperimenti per decadimento di DM

Non essendoci a priori teorie che suggeriscono che l'annichilazione di DM sia favorita rispetto al processo di decadimento, si presenta quindi un confronto tra i diversi esperimenti in quest'ultima ipotesi.

Fissato il canale di decadimento, si mostrano in figura 3.5 la sovrapposizione dei limiti ottenuti sia per il canale $b\bar{b}$ che per $\tau^+\tau^-$, in un grafico τ_χ vs m_χ . Gli studi da cui sono stati estratti tali limiti sono i seguenti: (Abe et al., 2023) di CTA per Perseus, (Albert et al., 2018) di HAWC per multidsph, (Baring et al., 2016) di FERMI-LAT per multidsph, (He et al., 2020) di LHAASO per multidsph, (Acciari et al., 2018) di MAGIC per Perseus, (Aleksić et al., 2014) di MAGIC per Segue1, (Ninci et al., 2020) di MAGIC per GC (solo per il canale $b\bar{b}$).

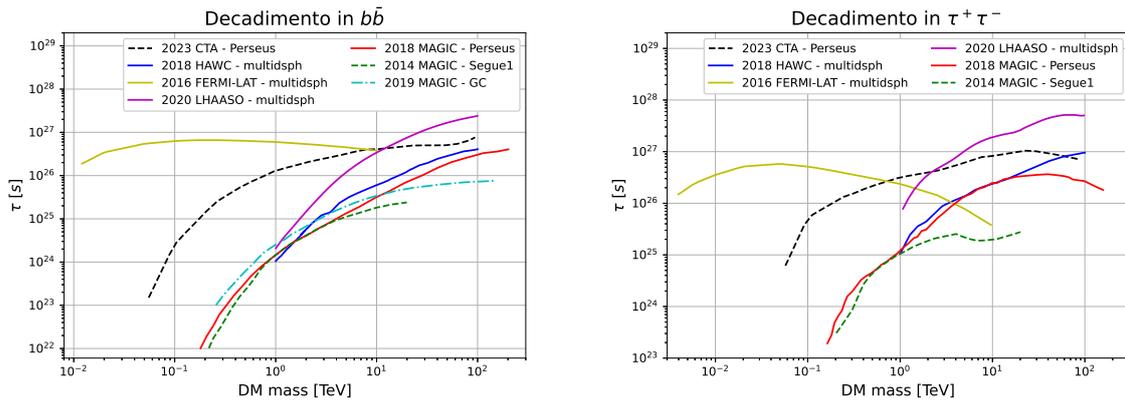


Figura 3.5: Confronto dei "lower limits" più stringenti tra diversi esperimenti e target. A sinistra: il canale di decadimento $b\bar{b}$. A destra il canale $\tau^+\tau^-$. Limiti estratti dai seguenti studi: (Abe et al., 2023) di CTA per Perseus, (Albert et al., 2018) di HAWC per multidsph, (Baring et al., 2016) di FERMI-LAT per multidsph, (He et al., 2020) di LHAASO per multidsph, (Acciari et al., 2018) di MAGIC per Perseus, (Aleksić et al., 2014) di MAGIC per Segue1, (Ninci et al., 2020) di MAGIC per GC (solo per il canale $b\bar{b}$).

In questo caso i limiti ottenuti sono dei "lower limits", ovvero escludono la regione sottostante. Come per i processi di annichilazione è possibile stimare un valore teorico di vita media atteso, vista l'abbondanza di DM, che risulta essere $\tau = 10^{27}$ s.

I limiti mostrati sono dell'ordine di $10^{24} \div 10^{27}$ s. Il fattore astrofisico $J_{\text{dec}}(\Delta\Omega)$ mostra una dipendenza diretta dall'integrale lungo la linea di vista e dall'angolo solido della distribuzione di DM, ma questa volta in modo lineare. Questa caratteristica rende il contributo del fattore astrofisico meno impattante sui limiti derivati da target diversi, offrendo così una maggiore robustezza alle stime dei "lower limits". Si nota, infine, come il canale di decadimento $\tau^+\tau^-$ presenti dei limiti più stringenti rispetto al canale $b\bar{b}$ come previsto teoricamente.

4. Conclusioni

In questa tesi abbiamo presentato il portale `DMbounds`, un "repository" su `GitHub`, il cui scopo è quello di fornire alla comunità scientifica un database creato ad-hoc per fare predizioni veloci sui limiti di annichilazione e decadimento di DM, confrontando modelli e strumenti diversi. Abbiamo analizzato l'importanza dei limiti superiori sulla sezione d'urto mediata sulle velocità (nel caso dell'annichilazione della DM) e dei limiti inferiori sulla vita media delle particelle di DM (nel caso di decadimento). I risultati principali possono essere riassunti nei seguenti punti:

- Confrontando i limiti ottenuti da profili di tipo "cusp" e quelli ottenuti da modelli di tipo "core", come mostrato nel grafico 3.1, si deduce che i risultati più stringenti sono attribuibili a profili di densità che presentano un picco nel centro dell'alone.
- Paragonando diversi studi di CTA per diversi target osservati, nel medesimo canale di annichilazione (grafico 3.2), il limite più restrittivo risulta essere quello relativo al GC; quelli ottenuti da osservazioni di dSphs risultano ad un'altezza intermedia, sono più stringenti rispetto a quelli dagli ammassi di galassie, ma meno rispetto al GC.
- Analizzando i limiti ricavati considerando i quattro principali canali di annichilazione, per un medesimo target (grafico 3.3), si evidenzia il fatto che tali limiti ottenuti sono tutti dello stesso ordine di grandezza, facendo intuire che l'unica differenza risieda nella forma degli spettri dei canali (figura 1.6).
- Nel grafico 3.4 vengono mostrati gli "upper limits" più significativi dei maggiori studi, indistintamente dal target e dallo strumento. Si nota come il limite di CTA per il GC risulti essere, ad oggi, il più stringente per masse di DM superiori a 0.1 TeV. Tale limite è una previsione basata su simulazioni numeriche, poiché al momento CTA non è ancora operativo. Il limite del telescopio FERMI-LAT per l'osservazione di dSphs, invece, prevale su tutti nella regione $5 \cdot 10^{-2} \div 0.1$ TeV. Per masse minori di $5 \cdot 10^{-2}$ TeV il risultato più restrittivo è ottenuto dalla ricerca diretta di DM con ATLAS CMS.
- Confrontando, invece, i "lower limits" di diversi esperimenti ottenuti da processi di decadimento di DM (grafico 3.5), emerge chiaramente come tali limiti siano molto compatti nell'intervallo $10^{24} \div 10^{27}$ s, conferendo al modello una notevole robustezza.

In prospettiva futura, si intende proseguire lo sviluppo del portale `DMbounds`, garantendone l'aggiornamento costante con i prossimi studi che saranno pubblicati. Parallelamente, si prevede di rendere pubblico il "repository", implementando un "tool" per la generazione rapida e intuitiva di grafici, mediante menù preconfigurati e la possibilità di filtrare i limiti in base alle necessità dell'utente.

Un'ulteriore campo di ricerca futuro riguarda la possibilità di predire i limiti di ogni canale di annichilazione avendone a disposizione uno noto sperimentalmente. Si pensa che ciò sia possibile, in quanto, come discusso in 3.3, l'unica dipendenza che lega i diversi canali è la forma del loro spettro, che è nota a priori.

Bibliografia

- Abdalla, H. et al. (2022). «Search for Dark Matter Annihilation Signals in the H.E.S.S. Inner Galaxy Survey». In: *Phys. Rev. Lett.* 129.11, p. 111101. arXiv: [2207.10471 \[astro-ph.HE\]](#).
- Abe, K. et al. (set. 2023). «Prospects for γ -ray observations of the Perseus galaxy cluster with the Cherenkov Telescope Array». In: arXiv: [2309.03712 \[astro-ph.HE\]](#).
- Acciari, V. A. et al. (2018). «Constraining Dark Matter lifetime with a deep gamma-ray survey of the Perseus Galaxy Cluster with MAGIC». In: *Phys. Dark Univ.* 22, pp. 38–47. arXiv: [1806.11063 \[astro-ph.HE\]](#).
- (2022). «Combined searches for dark matter in dwarf spheroidal galaxies observed with the MAGIC telescopes, including new data from Coma Berenices and Draco». In: *Phys. Dark Univ.* 35, p. 100912. arXiv: [2111.15009 \[astro-ph.HE\]](#).
- Acero, Fabio et al. (nov. 2022). *Gammapy: Python toolbox for gamma-ray astronomy*. Ver. 1.0.
- Acharya, B. S. et al. (nov. 2018). *Science with the Cherenkov Telescope Array*. WSP. arXiv: [1709.07997 \[astro-ph.IM\]](#).
- Acharyya, A. et al. (2021). «Sensitivity of the Cherenkov Telescope Array to a dark matter signal from the Galactic centre». In: *JCAP* 01, p. 057. arXiv: [2007.16129 \[astro-ph.HE\]](#).
- (2023). «Sensitivity of the Cherenkov Telescope Array to TeV photon emission from the Large Magellanic Cloud». In: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 523.4, pp. 5353–5387. arXiv: [2305.16707 \[astro-ph.HE\]](#).
- Ade, P. A. R. et al. (2016). «Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters». In: *Astron. Astrophys.* 594, A13. arXiv: [1502.01589 \[astro-ph.CO\]](#).
- Ahnen, M. L. et al. (2016). «Limits to Dark Matter Annihilation Cross-Section from a Combined Analysis of MAGIC and Fermi-LAT Observations of Dwarf Satellite Galaxies». In: *JCAP* 02, p. 039. arXiv: [1601.06590 \[astro-ph.HE\]](#).
- Albert, A. et al. (2018). «Dark Matter Limits From Dwarf Spheroidal Galaxies with The HAWC Gamma-Ray Observatory». In: *Astrophys. J.* 853.2, p. 154. arXiv: [1706.01277 \[astro-ph.HE\]](#).
- Aleksić, J. et al. (2014). «Optimized dark matter searches in deep observations of Segue 1 with MAGIC». In: *JCAP* 02, p. 008. arXiv: [1312.1535 \[hep-ph\]](#).
- Archambault, S. et al. (2017). «Dark Matter Constraints from a Joint Analysis of Dwarf Spheroidal Galaxy Observations with VERITAS». In: *Phys. Rev. D* 95.8, p. 082001. arXiv: [1703.04937 \[astro-ph.HE\]](#).
- Baring, Matthew G. et al. (2016). «New Limits on the Dark Matter Lifetime from Dwarf Spheroidal Galaxies using Fermi-LAT». In: *Phys. Rev. D* 93.10, p. 103009. arXiv: [1510.00389 \[hep-ph\]](#).
- Bauer, Daniel et al. (2015). «Dark Matter in the Coming Decade: Complementary Paths to Discovery and Beyond». In: *Phys. Dark Univ.* 7-8, pp. 16–23. arXiv: [1305.1605 \[hep-ph\]](#).
- Bergstrom, Lars, Piero Ullio e James H. Buckley (1998). «Observability of gamma-rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo». In: *Astropart. Phys.* 9, pp. 137–162. arXiv: [astro-ph/9712318](#).
- Bosma, A. (1981). «21-cm line studies of spiral galaxies. 2. The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types.» In: *Astron. J.* 86, p. 1825.
- Burkert, A. (1995). «The Structure of dark matter halos in dwarf galaxies». In: *Astrophys. J. Lett.* 447, p. L25. arXiv: [astro-ph/9504041](#).
- Cirelli, Marco et al. (2011). «PPPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection». In: *JCAP* 03. [Erratum: *JCAP* 10, E01 (2012)], p. 051. arXiv: [1012.4515 \[hep-ph\]](#).
- Coronado-Blázquez, Javier et al. (2021). «Sensitivity of the Cherenkov Telescope Array to dark subhalos». In: *Phys. Dark Univ.* 32, p. 100845. arXiv: [2101.10003 \[astro-ph.HE\]](#).

- Doro, Michele, Miguel Angel Sánchez-Conde e Moritz Hütten (nov. 2021). «Fundamental Physics Searches with IACTs». In: arXiv: [2111.01198](https://arxiv.org/abs/2111.01198) [[astro-ph.HE](#)].
- He, Dong-Ze et al. (2019). «Prospect for dark matter annihilation signatures from gamma-ray observation of dwarf galaxies by LHAASO». In: *Phys. Rev. D* 100.8, p. 083003. arXiv: [1903.11910](https://arxiv.org/abs/1903.11910) [[astro-ph.HE](#)].
- (2020). «Expected LHAASO sensitivity to decaying dark matter signatures from dwarf galaxies gamma-ray emission». In: *Chin. Phys. C* 44.8, p. 085001. arXiv: [1910.05017](https://arxiv.org/abs/1910.05017) [[astro-ph.HE](#)].
- Hernquist, Lars (1990). «An Analytical Model for Spherical Galaxies and Bulges». In: *Astrophys. J.* 356, p. 359.
- Hoof, Sebastian, Alex Geringer-Sameth e Roberto Trotta (2020). «A Global Analysis of Dark Matter Signals from 27 Dwarf Spheroidal Galaxies using 11 Years of Fermi-LAT Observations». In: *JCAP* 02, p. 012. arXiv: [1812.06986](https://arxiv.org/abs/1812.06986) [[astro-ph.CO](#)].
- INFN (2018). «Il problema della materia oscura». In: *INFN*.
- Kochanek, C. S. (lug. 2004). «The Saas Fee Lectures on strong gravitational lensing». In: *33rd Advanced Saas Fee Course on Gravitational Lensing: Strong, Weak, and Micro*. arXiv: [astro-ph/0407232](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0407232).
- Lisanti, Mariangela (nov. 2016). «Lectures on Dark Matter Physics». In: *New Frontiers in Fields and Strings*. WORLD SCIENTIFIC.
- Navarro, J. F. et al. (apr. 2004). «The inner structure of CDM haloes – III. Universality and asymptotic slopes». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 349.3, pp. 1039–1051. eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/349/3/1039/18646570/349-3-1039.pdf>.
- Navarro, Julio F., Carlos S. Frenk e Simon D. M. White (1996). «The Structure of cold dark matter halos». In: *Astrophys. J.* 462, pp. 563–575. arXiv: [astro-ph/9508025](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9508025).
- Ninci, Daniele et al. (2020). «Searching for Dark Matter decay signals in the Galactic Halo with the MAGIC telescopes». In: *PoS ICRC2019*, p. 538. arXiv: [1909.00222](https://arxiv.org/abs/1909.00222) [[astro-ph.HE](#)].
- Rubin, V. C., N. Thonnard e W. K. Ford Jr. (1980). «Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 / $R = 4\text{kpc}$ / to UGC 2885 / $R = 122\text{kpc}$ /». In: *Astrophys. J.* 238, p. 471.
- Rubin, Vera C. e W. Kent Ford Jr. (1970). «Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions». In: *Astrophys. J.* 159, pp. 379–403.
- Springel, Volker et al. (2008). «The Aquarius Project: the subhalos of galactic halos». In: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 391, pp. 1685–1711. arXiv: [0809.0898](https://arxiv.org/abs/0809.0898) [[astro-ph](#)].
- Steigman, Gary, Basudeb Dasgupta e John F. Beacom (2012). «Precise Relic WIMP Abundance and its Impact on Searches for Dark Matter Annihilation». In: *Phys. Rev. D* 86, p. 023506. arXiv: [1204.3622](https://arxiv.org/abs/1204.3622) [[hep-ph](#)].
- Zwicky, F. (1933). «Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln». In: *Helvetica Physica Acta* 6, 110–127.

A. Legenda di DMbounds

A.1 Strumenti

shortname	longname
magic	MAGIC
hess	H.E.S.S.
veritas	VERITAS
whipple	WHIPPLE
cangaroo	CANGAROO
cta	CTA
lat	FERMI-LAT
agile	AGILE
dampe	DAMPE
lhaaso	LHAASO
hawc	HAWC
swgo	SWGO
collider	'Collider searches'
directsearches	'Direct detection'
multi-inst	Multi-Instrument

Esempio A.1: Legenda degli strumenti presenti in DMbounds

A.2 Target

shortname	longname
# GALACTIC CENTER AREA	
sgra	'MW Centre / Sgr A*'
gc	'MW Inner Halo'
gchalo	'MW Outer Halo'
galplane	'Galactic Plane Survey'
# DSPH	
bootes1	'Bo\{o}tes I dSph'
canesvecl	'Canes Ven I - II dSph'
canesvec2	'Canes Ven I - II dSph'
canismajor	'Canis Major dSph'
carina	'Carina dSph'
comaberenices	'Coma Berenices dSph'
draco	'Draco dSph'
draco2	'Draco II dSph'
fofnaxdsph	'Fornax dSph'
grus2	'Grus II dSph cand.'
hercules	'Hercules dSph'
leo1	'Leo I dSph'
leo2	'Leo II dSph'
leo3	'Leo III dSph'
leo4	'Leo IV dSph'
leo5	'Leo V dSph'
reticulum2	'Reticulum II dSph'
sagittarius	'Sagittarius dSph'
sculptor	'Sculptor dSph'
segue1	'Segue I dSph'
segue2	'Segue II dSph'
sextans	'Sextans dSph'
triangulum2	'Triangulum II dSph cand.'
tucana2	'Tucana II dSph'
tucana3	'Tucana III dSph'

```

tucana4      'Tucana IV dSph'
ursamajor2   'Ursa Major II dSph'
ursaminor    'Ursa Minor dSph'
willman1     'Willman I dSph'

multidsph    'Combined dSphs'

# UNID
1fglJ23470710 'FGL J2347.3+0710 (and so on)'

# Globular clusters
m15          'M15'
ngc6388      'NGC 6388'

# Galaxies
m31          'M31'
m33          'M32'
wlm          'WLM'

# Galaxy Clusters
abell2029    'Abell 2029'
perseuscluster 'Perseus (Abell 426)'
fornaxcluster 'Fornax (Abell S0373)'
comacluster  'Coma (Abell 1656)'
multicluster 'Combined galaxy clusters'
m49          'M49'
ngc4636      'NGC 4636'
centaurus    'Centaurus'
awm7         'AWM 7'

#diffuse
egbg         'Extragalactic gamma-ray background'

atascms      'ATLAS and CMS (LHC)'
coupp        COUPP

```

Esempio A.2: Legenda dei target presenti in DMbounds

Elenco delle figure

1.1	Curve di rotazione di galassie	5
1.2	Profili di DM	9
1.3	Interazioni tra particelle del Modello Standard e di DM	10
1.4	Tecnica di rivelazione di raggi γ del telescopio <i>Fermi-LAT</i>	10
1.5	Tecniche di rivelazione dei telescopi Cherenkov Imaging e degli shower front detector	12
1.6	Spettri di raggi γ	14
3.1	Confronto tra diversi profili di DM	19
3.2	Confronto tra diversi target	20
3.3	Confronto tra diversi canali di annichilazione	21
3.4	Confronto tra diversi esperimenti per annichilazione di DM	22
3.5	Confronto tra diversi esperimenti per decadimento di DM	23