

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Fisica

**PROFILI DI  
DISTRIBUZIONE DELLA  
MATERIA OSCURA**

**Relatore:**

**Roberto Casadio**

**Presentata da:**

**Aldo Canfora**

Anno Accademico 2020/2021





# Indice

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Abstract</b>  | <b>5</b>  |
| <b>1 Introduzione</b>  | <b>6</b>  |
| 1.1 Evidenze della presenza di Materia Oscura . . . . .                            | 6         |
| 1.1.1 Rotazione di Galassie . . . . .  | 7         |
| 1.1.2 Lensing Gravitazionale . . . . .   | 9         |
| 1.2 Composizione della Materia Oscura . . . . .                                    | 11        |
| <b>2 Profili di distribuzione della Materia Oscura</b>                             | <b>13</b> |
| 2.1 Profilo di Navarro-Frenck-White . . . . .                                      | 13        |
| 2.1.1 Distribuzione di densità . . . . .   | 13        |
| 2.1.2 Riscontro con aloni oscuri simulati . . . . .                                | 14        |
| 2.1.3 Riscontro con osservazioni di aloni oscuri . . . . .                         | 16        |
| 2.2 Problemi del profilo NFW . . . . .   | 16        |
| 2.2.1 Problema della Cuspide . . . . .   | 17        |
| 2.2.2 Possibili soluzioni . . . . .  | 22        |
| 2.2.3 Il problema del momento angolare . . . . .                                   | 24        |
| 2.2.4 Il problema del satellite . . . . .  | 27        |
| 2.2.5 Too Big To Fail . . . . .  | 29        |
| 2.3 Profilo di Einasto . . . . .   | 33        |
| 2.4 Profilo di Sérsic . . . . .  | 36        |
| 2.5 Profilo di Burkert . . . . .   | 38        |
| 2.6 Profilo ISO . . . . .  | 39        |
| 2.7 Comparazione di Profili di Densità differenti per galassie a spirale . . . . . | 39        |

|          |                                  |           |
|----------|----------------------------------|-----------|
| <b>3</b> | <b>Conclusioni</b>               | <b>50</b> |
| <b>A</b> |                                  | <b>52</b> |
| A.1      | Cold Dark Matter - CDM . . . . . | 52        |
| A.2      | Simulazione a N-corpi . . . . .  | 53        |
| A.3      | Alone Oscuro . . . . .           | 53        |
| A.4      | Galassia a Disco . . . . .       | 55        |
| A.5      | Parametro di Spin . . . . .      | 58        |

# Abstract

In cosmologia, la materia oscura formata da particelle lente è detta fredda (CDM – Cold Dark Matter).

Molti cosmologi sostengono la teoria della CDM come possibile spiegazione del passaggio dell'universo da una condizione di notevole omogeneità iniziale, successiva al big bang, evidenziata dalla radiazione cosmica di fondo, all'attuale grande disomogeneità data da galassie, ammassi di galassie e superammassi, che ne caratterizzano la struttura a grande scala.

Tuttavia, il modello della materia oscura fredda deve affrontare sfide persistenti sulla scala delle galassie. Infatti, Le simulazioni di N-corpi prevedono alcune proprietà delle galassie che sono in contrasto con le osservazioni. Queste discrepanze sono principalmente legate alla distribuzione della materia oscura nelle regioni più interne degli aloni delle galassie e alle proprietà dinamiche delle galassie nane. Tali discrepanze possono avere tre origini diverse:

- La mancanza di conoscenza sulla formazione delle galassie e dunque, la non adeguata inclusione della fisica barionica nel modello.
- Le effettive proprietà della materia oscura differiscono da quelle della materia oscura fredda convenzionale.
- La teoria di gravità si discosta dalla Relatività Generale.

Risolvere queste discrepanze è un campo di ricerca in rapida evoluzione.

In questa tesi si illustrano i principali profili di distribuzione della materia oscura (NFW, Einasto, Sérsic, Burkert, ISO) e si esaminano i problemi riscontrati per il profilo NFW cioè quello della cuspidale, del momento angolare, del satellite e del too big to fail.

# Capitolo 1

## Introduzione

### 1.1 Evidenze della presenza di Materia Oscura

In cosmologia con materia oscura (Dark Matter - DM) si definisce un'ipotetica componente di materia che, diversamente dalla materia conosciuta, non emetterebbe radiazione elettromagnetica e sarebbe attualmente rilevabile solo in modo indiretto attraverso i suoi effetti gravitazionali.

L'ipotesi nasce per giustificare diverse osservazioni astrofisiche, in particolare delle stime della massa delle galassie o degli ammassi di galassie e delle proprietà delle fluttuazioni nel fondo cosmologico, in base alle quali, secondo le leggi della gravitazione standard, la materia oscura dovrebbe costituire quasi il 90% della massa presente nell'universo.

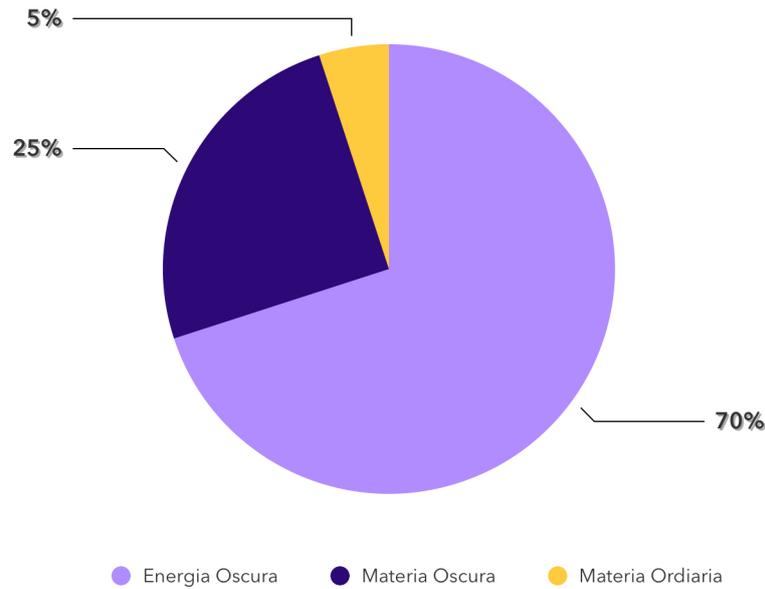


Figura 1.1: Stima della distribuzione della massa-energia nell'Universo [1]

### 1.1.1 Rotazione di Galassie

Nel 1933 l'astronomo svizzero Fritz Zwicky studiò l'ammasso di galassie della Chioma e quello della Vergine. Zwicky stimò la massa di ogni galassia dell'ammasso basandosi sulla sua luminosità e sommò tutte le masse galattiche per ottenere la massa totale dell'ammasso. Ottenne poi una seconda stima indipendente della massa totale, basata sulla misura della dispersione delle velocità individuali delle galassie nell'ammasso. La seconda stima di massa dinamica era 400 volte più grande della stima basata sulla luce delle galassie. Negli anni settanta anche l'astronoma statunitense Vera Rubin confermò un'anomalia nelle velocità di rotazione delle galassie a spirale.

Una delle evidenze dell'esistenza della materia oscura si ha dalle osservazioni delle galassie a spirale, in particolare dalla loro curva di rotazione. La curva di rotazione descrive la velocità con cui le stelle orbitano attorno al centro galattico. Tale velocità è proporzionale:

- alla brillantezza superficiale della galassia, essa misura il flusso energetico integrale emesso da un elemento di superficie emettente. La sua unità di misura è il Watt su metro quadrato per steradiante,  $W/(m^2 \text{ str})$ ;
- al rapporto massa/luminosità;

- dal rapporto  $r/h$ , dove  $r$  è il raggio considerato mentre  $h$  è il raggio di scala.

I dischi delle galassie a spirale dovrebbero presentare una curva di rotazione con velocità che aumenta andando dal centro verso l'esterno, fino ad un valore massimo ad un raggio di circa 10 kpc (per valori tipici di  $h$  di 3-4 kpc). Con kpc si intendono i kiloparsec, 1 pc vale circa 3,26 anni luce. Oltre questo raggio la velocità dovrebbe decrescere proporzionalmente alla radice quadrata del raggio (questa parte della curva viene detta tratto kepleriano, in quanto segue lo stesso andamento delle orbite del Sistema Solare descritte dalle leggi di Keplero).

$$v = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (1.1)$$

- $v$ : velocità di rivoluzione di un corpo a attorno un corpo b
- $G$ : costante di gravitazione universale
- $M$ : massa del corpo b
- $r$ : distanza tra corpo a e corpo b

Tuttavia le curve di rotazione osservate sono ben diverse da quelle predette: infatti non presentano il tratto kepleriano, ma oltre il punto di massimo la velocità tende ad un valore asintotico, cioè risulta praticamente costante (in fig. 1.2 si vede il confronto tra la curva di rotazione predetta e quella osservata). L'implicazione è che la massa racchiusa da orbite di raggio via via maggiore aumenti anche per stelle che sono apparentemente vicine al limite della galassia. Sebbene si trovino presso i confini della parte luminosa della galassia, questa ha un profilo di massa che apparentemente continua ben al di là delle regioni occupate dalle stelle. La massa in eccesso è presumibilmente attribuita alla materia oscura. Inoltre, considerando le stelle presso la periferia di una galassia spirale, con velocità orbitali osservate normalmente di 200km/s, se la galassia fosse composta solo da materia visibile queste stelle abbandonerebbero la galassia in breve tempo, dato che le loro velocità orbitali sono quattro volte più grandi della velocità di fuga dalla galassia. Dato che non si osservano galassie che si stiano disperdendo in questo modo, al loro interno deve trovarsi massa di cui non si tiene conto quando si calcola tutta quella visibile. È stato proposto che la massa in più potesse essere data dai MACHO

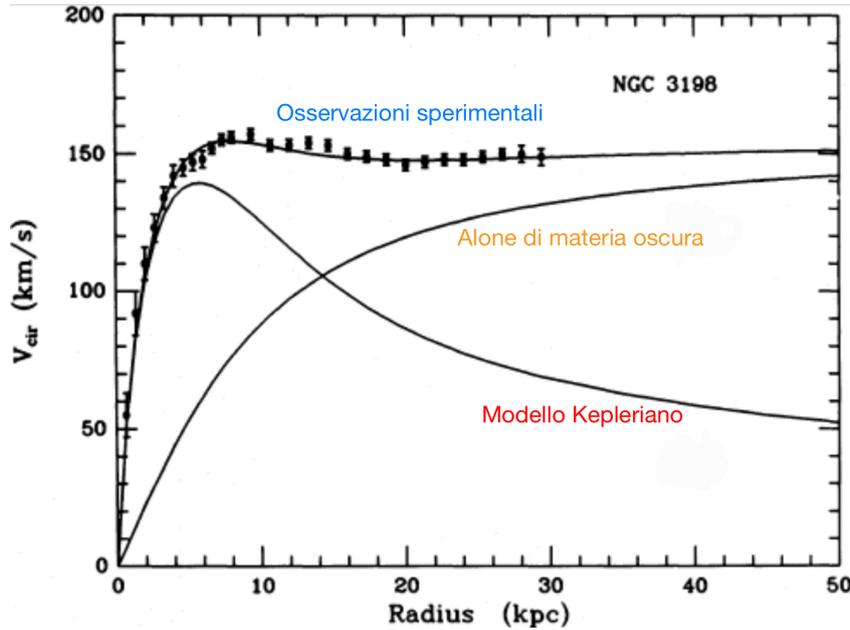


Figura 1.2: Distribuzione delle velocità di rotazione della galassia a spirale NGC 3198 in funzione della distanza dal centro galattico [3].

[2] (Massive Compact Halo Objects, oggetti compatti massicci d'alone), che sono oggetti compatti con luminosità praticamente nulla situati nell'alone delle galassie. Il problema è che non ce ne sono abbastanza per spiegare le caratteristiche osservate della curva di rotazione.

### 1.1.2 Lensing Gravitazionale

In astronomia una lente gravitazionale è una distribuzione di materia, come una galassia o un buco nero, in grado di curvare la traiettoria della luce in transito in modo analogo a una lente ottica. L'effetto di una lente gravitazionale è la deformazione apparente dell'immagine dei corpi celesti la cui luce emessa si trova a passare nei pressi delle masse che producono la curvatura dello spazio-tempo. Può accadere che la deviazione dei raggi faccia apparire la loro sorgente traslata rispetto alla sua posizione reale [4].

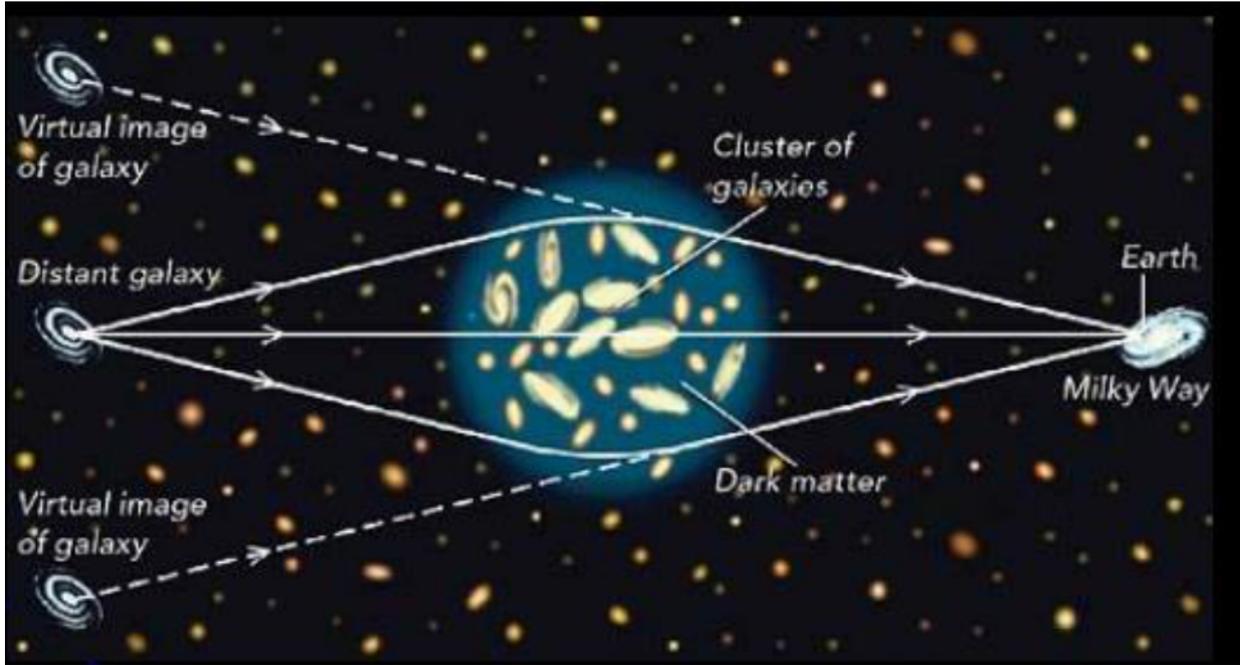


Figura 1.3: Rappresentazione di lensing gravitazionale, al centro dell'immagine è presente un ammasso di materia oscura [4].

Le lenti gravitazionali possono agire anche su scala galattica o su ammassi di galassie e sono stati rilevati anche effetti di lente gravitazionale attribuibili alla materia oscura presente nell'universo. Purtroppo non si osservano abbastanza eventi di lensing per suggerire che tali oggetti possano fornire il contributo richiesto di materia oscura del 25%.

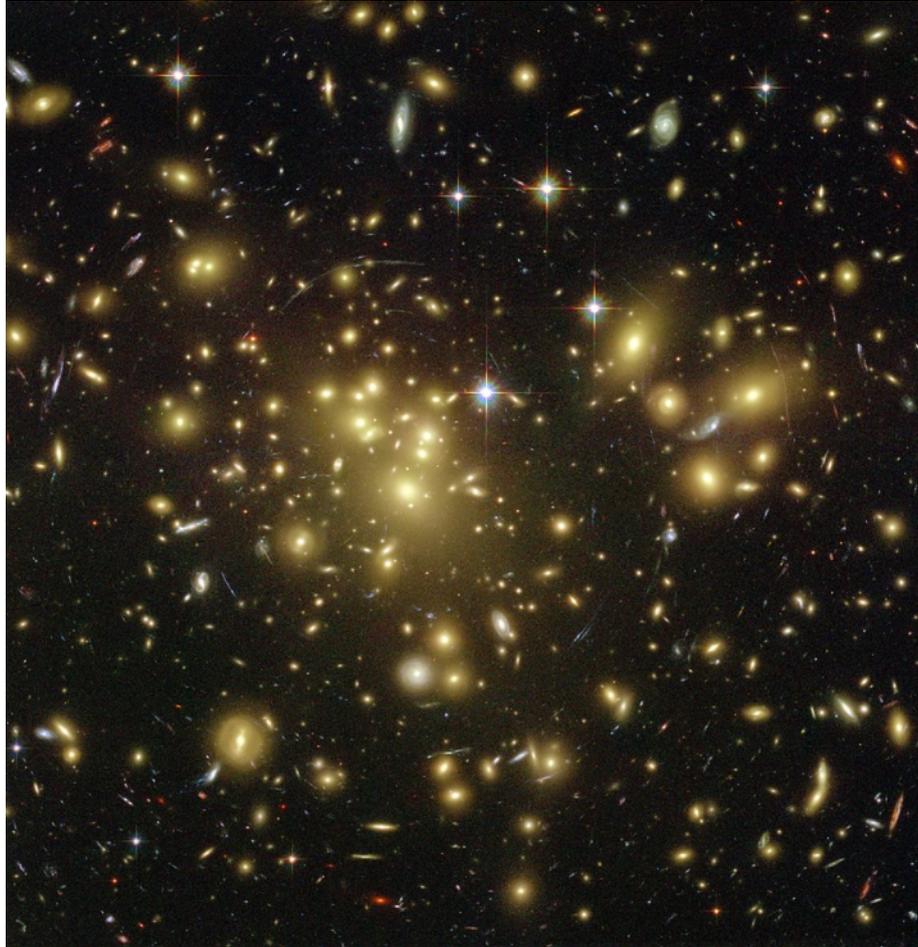


Figura 1.4: Lensing gravitazionale osservato dal telescopio spaziale Hubble ad Abell nel 1689, indica la presenza di materia oscura.

## 1.2 Composizione della Materia Oscura

La composizione della materia oscura è sconosciuta. Le ipotesi riguardanti la composizione della DM sono le seguenti:

- La materia oscura non emette luce, è neutra;
- è una particella pesante perché sappiamo che tale particella interagisce con la forza di gravità;
- non ha interazione con se stessa e con la materia ordinaria, o l'interazione è molto piccola;

- è molto più abbondante della materia ordinaria, esiste dall'origine dell'universo quindi è stabile.

Tra le particelle del modello standard non ci sono particelle con le caratteristiche sovradescritte. La materia oscura non è antimateria perché non vediamo raggi gamma prodotti quando l'antimateria si annichila con la materia.

Un possibile candidato per la particella di materia oscura sono le WIMP (acronimo di Weakly Interacting Massive Particle), particelle di grande massa debolmente interagenti. È un'ipotetica particella dotata di massa che interagisce debolmente con la materia ordinaria solo tramite gravità e interazione debole. Tra le WIMP uno dei principali candidati per la materia oscura è il neutralino. Se esistono i neutralini, essi dovrebbero essere in collisione tra loro ed emettere un eccesso di particelle cariche rilevabili tramite AMS-02 (Alpha Magnetic Spectrometer): eventuali picchi di positroni, anti-protoni, o flussi di raggi gamma potrebbero segnalare la presenza di neutralini o altri candidati alla materia oscura. Dal momento della sua consegna all'ISS nel maggio 2011 per 18 mesi (fino a dicembre 2012) AMS ha analizzato 25 miliardi di raggi cosmici scoprendo la presenza di una gran quantità di positroni. Le possibili spiegazioni sono due: pulsar che nelle loro veloci rotazioni emettono coppie elettroni-positroni, oppure neutralini che nelle loro collisioni dovrebbero emettere positroni ad alte energie. Ci vorranno più dati sulle alte energie per decidere la loro fonte effettiva [5].

# Capitolo 2

## Profili di distribuzione della Materia Oscura

### 2.1 Profilo di Navarro-Frenck-White

Il profilo di Navarro-Frenck-White (profilo NFW) è un modello che descrive la distribuzione spaziale di massa di materia oscura negli aloni oscuri, ossia ipotetiche porzioni esterne di aloni galattici contenenti grandi quantità di materia oscura (vedi par. A.3), derivato da Julio Navarro, Carlos Frenck e Simon White nel 1996 grazie a simulazioni a N-corpi da loro sviluppate (vedi par. A.2) [6]. A tutt'oggi il profilo NFW è ancora uno dei modelli più utilizzati per la descrizione degli aloni di materia oscura ([7] e [8]).

#### 2.1.1 Distribuzione di densità

Nel profilo NFW, la densità di materia oscura di un alone in funzione del raggio di quest'ultimo è data da:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\frac{r}{R_s} \left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2} \quad (2.1)$$

dove  $\rho_0$  è la densità iniziale dell'universo al momento del collasso dell'alone, e  $R_s$  è il raggio caratteristico dell'alone stesso [8], sono parametri che variano a seconda dell'alone. La massa è ottenuta come integrazione su un intervallo che va dal centro fino ad un certo raggio  $R_{max}$  ed è:

$$M = \int_0^{R_{max}} 4\pi r^2 \rho(r) dr = 4\pi \rho_0 R_s^3 \left[ \ln \left( \frac{R_s + R_{max}}{R_s} \right) - \frac{R_{max}}{R_s + R_{max}} \right] \quad (2.2)$$

Consideriamo l'estremità dell'alone come raggio viriale,  $R_{vir}$ , collegato al “parametro di concentrazione”,  $c$ , e al raggio caratteristico dell'alone attraverso la relazione:

$$R_{vir} = cR_s \quad (2.3)$$

Spesso in letteratura ci si riferisce al raggio viriale come  $R_{200}$ , definendolo come il raggio entro cui la densità media dell'alone è duecento volte la densità critica dell'universo. In questo caso, la massa totale dell'alone risulta essere:

$$M = \int_0^{R_{vir}} 4\pi r^2 \rho(r) dr = 4\pi \rho_0 R_s^3 \left[ \ln(1+c) - \frac{c}{1+c} \right] \quad (2.4)$$

Il valore di  $c$  è grossolanamente di 10 o 15 nel caso della Via Lattea ma può andare da 4 a 40 per aloni di varie dimensioni. L'integrale della densità quadratica è:

$$\int_0^{R_{max}} 4\pi r^2 \rho(r)^2 dr = \frac{4\pi}{3} R_s^3 \rho_0^2 \left[ 1 - \frac{R_s^3}{(R_s + R_{max})^3} \right] \quad (2.5)$$

cosicché la densità quadratica media all'interno del raggio  $R_{max}$  risulta:

$$\langle \rho^2 \rangle_{R_{max}} = \frac{R_s^3 \rho_0^2}{R_{max}^3} \left[ 1 - \frac{R_s^3}{(R_s + R_{max})^3} \right] \quad (2.6)$$

che, semplificata grazie all'utilizzo del raggio viriale, diventa:

$$\langle \rho^2 \rangle_{R_{vir}} = \frac{\rho_0^2}{c^3} \left[ 1 - \frac{1}{(1+c)^3} \right] \approx \frac{\rho_0^2}{c^3} \quad (2.7)$$

mentre la densità quadratica media all'interno del raggio caratteristico dell'alone è semplicemente:

$$\langle \rho^2 \rangle_{R_s} = \frac{7}{8} \rho_0^2 \quad (2.8)$$

## 2.1.2 Riscontro con aloni oscuri simulati

Il profilo NFW è un'approssimazione alla configurazione di equilibrio di materia oscura ricavata da numerose simulazioni del comportamento di particelle di materia oscura in

assenza di collisioni, realizzate da diversi gruppi scientifici [9]. Durante tali simulazioni è stato osservato che, prima che la materia oscura virializzi (ovvero prima che la densità sia 200 volte quella della  $\rho$  dell'universo,  $\rho_{universo} = 10^{-29} \text{ g/cm}^3$ ), la sua distribuzione devia dal profilo NFW, ed è inoltre stata osservata la formazione di sottostrutture significative sia durante che dopo il collasso dell'alone.

Altri modelli, in particolare il profilo di Einasto, il profilo di Sérsic e soprattutto il profilo di Burkert, rappresentano la distribuzione di materia oscura in aloni simulati altrettanto bene, se non meglio, del profilo NFW. Differentemente dal profilo NFW, che ha una densità centrale divergente, ossia infinita, il profilo di Einasto ha una cuspidale centrale finita, mentre il profilo di Burkert, più in accordo con le più recenti osservazioni, descrive un nucleo di densità costante a piccoli raggi. A causa però della risoluzione limitata offerta dalle simulazioni a N-corpi, non è stato ancora possibile sapere quale modello fornisca la migliore descrizione della densità centrale degli aloni oscuri simulati.

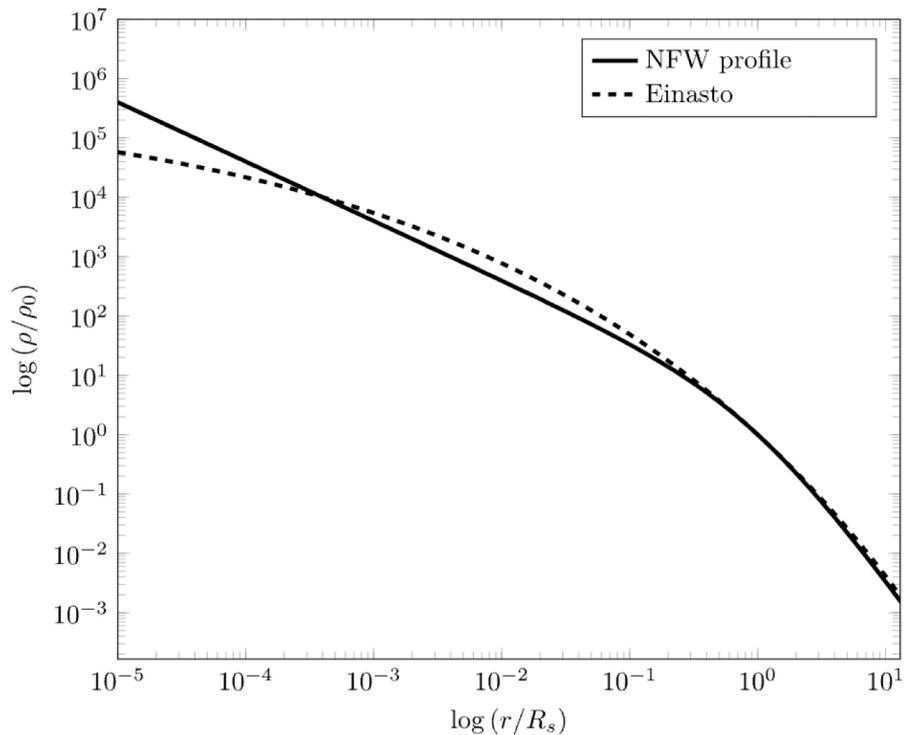


Figura 2.1: Andamento dei profili di densità secondo il modello NFW(linea continua) e il modello Einasto(linea tratteggiata)

### 2.1.3 Riscontro con osservazioni di aloni oscuri

Le osservazioni di galassie brillanti come la Via Lattea e la Galassia di Andromeda, possono essere compatibili con il modello NFW [10], ma il dibattito resta comunque del tutto aperto. Il profilo della materia oscura delineato dal modello NFW non è infatti coerente con le osservazioni di galassie a bassa brillantezza superficiale ([11] e [12]), poiché queste ultime mostrano una massa centrale inferiore a quanto previsto, il cosiddetto problema della cuspidi degli aloni galattici.

## 2.2 Problemi del profilo NFW

Su grandi scale (cluster, superammassi, filamenti cosmologici), le simulazioni CDM (Cold Dark Matter) si sono rivelate molto efficaci, mentre su scale più piccole (galassie) sono emersi una serie di problemi:

- Il problema della cuspidale(The Cusp Problem): i profili di densità delle galassie simulate possiedono una cuspidale centrale, secondo la suddetta legge, mentre questa non si osserva in molte galassie, in particolare in quelle di massa piccola (cosiddette galassie nane).
- Il problema del momento angolare(The Angular Momentum Problem): le galassie simulate risultano troppo piccole o hanno un momento angolare troppo piccolo.
- Il problema del satellite(The Satellite Problem): gli aloni DM simulati possiedono una miriade di sottostrutture. Tuttavia, si osservano solo poche galassie satellite attorno a quelle più grandi (ad esempio la nostra Via Lattea).
- Il problema del troppo grande per fallire (Too Big To Fail), nessuno dei satelliti osservati della Via Lattea o di Andromeda hanno stelle che si muovono velocemente come ci si aspetterebbe in questi subaloni più densi.

### 2.2.1 Problema della Cuspidale

Il problema dell'alone cuspidato (noto anche come problema della cuspidale centrale) si riferisce a una discrepanza tra i profili di densità della materia oscura dedotti delle galassie a bassa massa e i profili di densità previsti dalle simulazioni cosmologiche di N-corpi. Quasi tutte le simulazioni formano aloni di materia oscura che hanno distribuzioni di materia oscura “cuspy”, con densità che aumenta vertiginosamente a piccoli raggi, mentre le curve di rotazione della maggior parte delle galassie nane osservate suggeriscono profili di densità di materia oscura centrale (“nuclei”) piatti. I ricercatori Flores e Primack e Moore hanno trovato che le galassie DDO (David Dunlop Observatoryn, un’osservatorio a Toronto con cui si indica un sistema di classificazione delle galassie) hanno curve di rotazione che escludono profili a cuspidale e che i loro profili di densità sono ben approssimati da profili isotermici (vedi par. 2.6). Il problema è che le simulazioni senza dissipazione del CDM producono profili cuspy. Navarro, Frenk, White, hanno mostrato che i profili DM sono a cuspidale, con densità interna  $\rho \propto r^{-1}$  (vedi eq. 2.1), sono universali, cioè indipendenti dalla cosmologia e dalla scala. Simulazioni ad alta risoluzione ([13] e [14]) hanno trovato una diversa pendenza interna,  $\rho \propto r^{-1.5}$ , inoltre esistono prove per la non

universalità del profilo NFW (da [15] a [16]). In Del Popolo ([16] e [17]) è stato dimostrato che la non universalità è connessa alla presenza di barioni nelle parti interne delle strutture. Simulazioni più recenti ([18] e [19]) hanno mostrato che il profilo di densità è meglio approssimato da un profilo Einasto, caratterizzato da una pendenza che diventa meno profonda verso il centro dei cluster. Nel caso delle simulazioni di Stadel ([18]) la pendenza a 120 pc è -0.8. Tuttavia, dal punto di vista osservativo, il profilo interno di LSB(Low Surface Brightness galaxy), dwarf Irr(dwarf irregular galaxy), dSphs, che sono dominati da DM sono caratterizzati da un profilo centrale (di core) (vedi fig. 2.3). Gentile et al.(da [20] a [21]) hanno scomposto le curve rotazionali totali di alcune galassie a spirale in ambienti stellari, gassosi e componenti della materia oscura, vedi fig. 2.18. Fittando la densità con vari modelli hanno scoperto che i modelli con densità di nucleo costante sono preferiti rispetto ai profili cuspy.

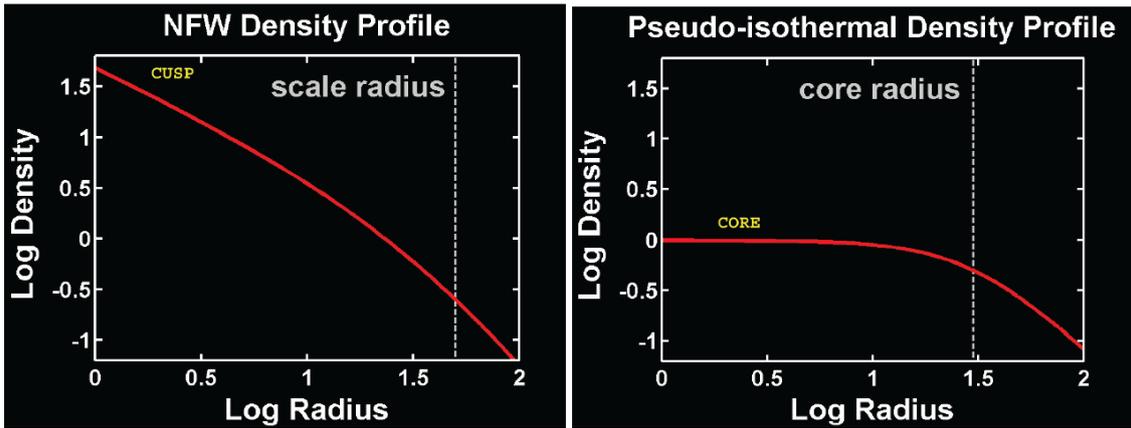


Figura 2.2: Il problema della cuspid/nucleo [22]

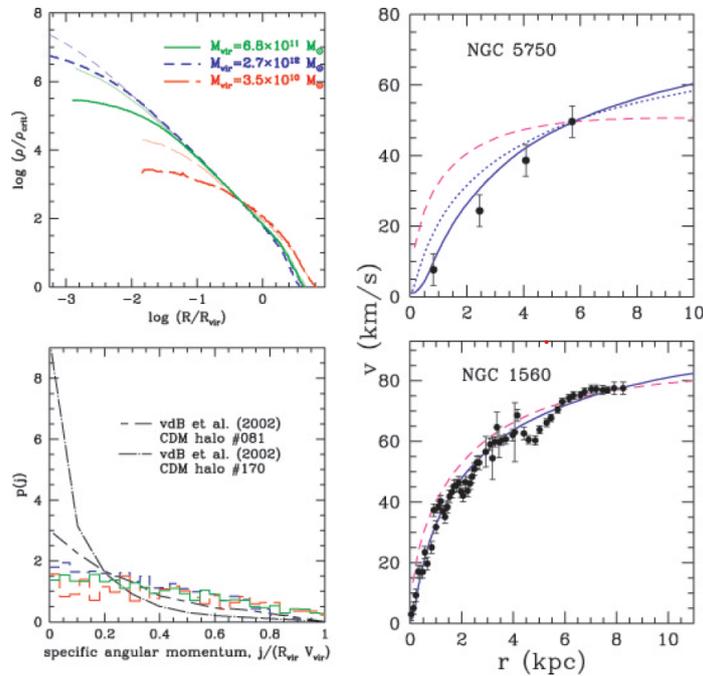


Figura 2.3: Pannello in alto a sinistra: profili di densità per diverse masse [22]. Pannello in basso a sinistra: confronto del momento angolare specifico in simulazioni da [23] (linee) e risultato del modello semianalitico (istogrammi). Pannello in alto e in basso a destra: confronto tra modello semianalitico (linea continua), il modello NFW (linee tratteggiate) con due curve di rotazione (da [24]).

Un risultato simile è stato ottenuto da Oh utilizzando 7 galassie nane dalle galassie THINGS (The HI Near Galaxy Survey)(vedi fig. 2.19). Tuttavia de Blok ([25]) utilizzando le galassie THINGS ha mostrato che le galassie a spirale di massa elevata con

$M_B > -19$  hanno profili ugualmente ben fittati dal profilo NFW o da un profilo Pseudo Isotermico (ISO), mentre spirali a bassa massa con  $M_B < -19$  preferiscono un modello ISO. Simone et al.([26]) hanno studiato le spirali con piccola massa NGC 2976, NGC 6689, NGC 5949, NGC 4605 e NGC 5963 trovando una grande dispersione della pendenza interna  $\alpha$ , compatibile con un profilo centrale (a core),  $a \simeq 0.01$ , per NGC 2976, e uno cuspy  $\alpha \simeq 1.28$  per NGC5963. Le altre tre galassie avevano un  $\alpha \simeq 0.80$  (NGC 6689), un  $\alpha \simeq 0.88$  (NGC 5949), e  $\alpha \simeq 0.88$ (NGC 4605). In altri termini, se gran parte delle nane sono ben descritte da profili core, altre non lo sono.

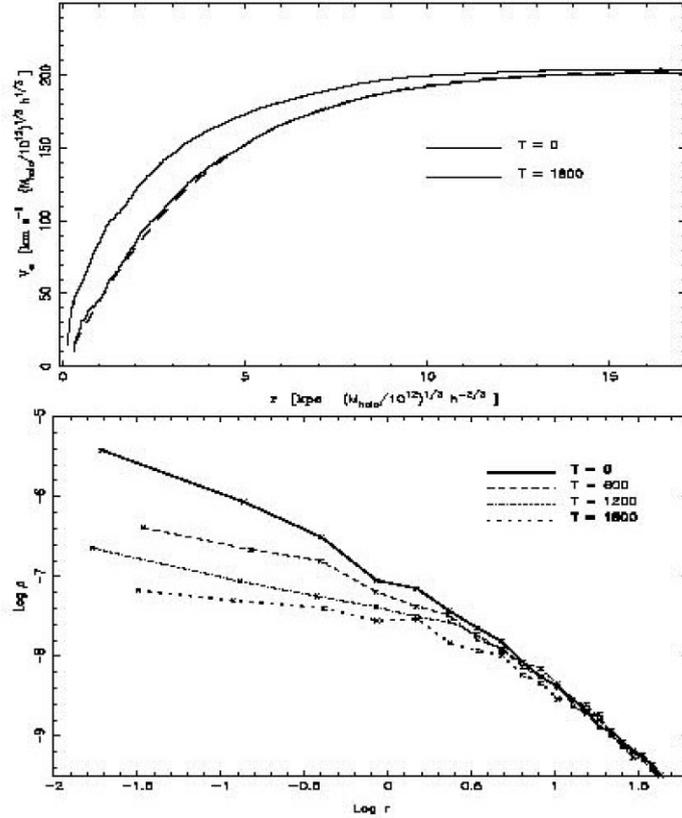


Figura 2.4: Pannello superiore: evoluzione delle curve di rotazione nel tempo e per diverse configurazioni del sistema [22]. Pannello inferiore: come i pannelli superiori ma per il profilo di densità (da [27]).

Un problema simile si sta presentando anche per gli ammassi di galassie. Sand et al. ([28]) combinando lensing debole, lensing forte e studi sulla dispersione della velocità delle stelle del BCG (Brightest Central Galaxy) hanno trovato che il profilo dei cluster MACS 1206, MS 2137-23, RX J1133, A383, A1201, A963, solo RX J1133 avevano un profilo compatibile con il modello NFW. Anche Donnaruma et al.([29]) hanno trovato un profilo cuspy per l'ammasso di galassie A611 che combina osservazioni su lensing potenti e raggi X. In generale il lensing gravitazionale fornisce stime contrastanti a volte in accordo con simulazioni numeriche o trovando pendenze (slope) molto meno profonde, -0.5. Le analisi ai raggi X hanno portato ad ampi range di valore della pendenza da: -0.6 ([30] e [31]), o in accordo con il profilo NFW ([32] e [33]).

## 2.2.2 Possibili soluzioni

Il problema della cuspidè degli aloni galattici deriva dalla previsione della CDM (Cold Dark Matter - materia oscura fredda) secondo la quale la curva di densità di materia oscura nelle regioni più dense dell'universo aumenta rapidamente fino ad arrivare a un picco là dov'è concentrata la maggior parte della materia in un punto centrale della curva, per poi diminuire di nuovo rapidamente. Questo implicherebbe che il centro della galassia dovrebbe essere il punto di maggior picco di concentrazione di materia oscura, mentre dalle osservazioni fatte questo picco non è affatto presente.

Il problema non sembra insolubile poiché non sono ancora state studiate a fondo le relazioni tra concentrazione di materiale barionico e di materia oscura in aree a grande concentrazione barionica. In particolare un'area ad alta densità di materiale barionico avrebbe una distribuzione differente a causa di interazioni di forze diverse dalla gravità. La distribuzione del materiale barionico può dunque influenzare la curva a cuspidè della distribuzione di materia oscura.

Ultimamente è stato messo in discussione quanto si conosceva sulla materia oscura e sulla formazione delle galassie. Come pubblicato su Nature 461 un gruppo di astrofisici tra i quali l'italiano Gianfranco Gentile, pensano che il componente della materia oscura possa essere una particella non ancora scoperta; ciò è avvalorato dal fatto che si è notato che le galassie a disco ruotano ad una velocità maggiore di quella che dovrebbero se fossero formate interamente dalla materia visibile.

Il satellite Chandra mostra un alone di materia oscura attorno ad una galassia ellittica. Questa scoperta è in conflitto con i dati ottici che suggeriscono una carenza di materia oscura attorno alle galassie. Il concetto dell'esistenza della materia oscura è stato introdotto per giustificare la coesione della struttura galattica che invece degenererebbe se come componente avesse solo materia visibile. Viene inoltre teorizzato che le galassie siano immerse in una specie di nuvola, chiamata, appunto, alone di materia oscura (vedi par. A.3), ed abbiano un campo di forza di gravità nella parte esterna della galassia più forte di quello ipotizzato dalla legge di Newton ed Einstein.

Questa idea viene chiamata MOND ( Modified Newtonian Dynamics ). Si è arrivati a questo risultato controllando le misure fatte sulla velocità di rotazione delle galassie e si è tracciata la distribuzione della materia su un vasto numero di esse. Lo studio è stato

intrapreso da Gianfranco Gentile, Benoit Famaey, HongSheng Zhao e Paolo Salucci. Si è trovato che il campo gravitazionale della materia oscura all'interno di un alone è lo stesso per tutte le galassie e che il campo gravitazionale della materia visibile misurato sempre nello stesso punto risulta essere uguale per tutte le galassie considerate [34].

Quindi si può dedurre che:

- La materia oscura e quella visibile interagiscono tra loro in maniera più forte di quello che si pensava.
- La materia oscura nelle galassie non esiste.

Sono state proposte diverse possibili soluzioni al problema della cuspidale centrale. Molti studi recenti hanno dimostrato che includere il feedback barionico (in particolare il feedback da supernove e nuclei galattici attivi) può appiattire il nucleo del profilo di materia oscura di una galassia, poiché i flussi di gas guidati dal feedback producono un potenziale gravitazionale variabile nel tempo che trasferisce energia alle orbite delle particelle di materia oscura senza collisioni.

Altri lavori hanno dimostrato che il problema del nucleo-cuspidale può essere risolto al di fuori del paradigma Cold Dark Matter (CDM), vedi par. A.1, più ampiamente accettato: le simulazioni con materia oscura calda o auto-interagente producono anche nuclei di materia oscura nelle galassie di piccola massa ([35] e [36]).

È anche possibile che la distribuzione della materia oscura che minimizza l'energia del sistema abbia un profilo di densità di materia oscura centrale piatto [37].

Il conflitto tra simulazioni numeriche e osservazioni astronomiche crea vincoli numerici legati al problema nucleo/cuspidale(core/cusp). I vincoli osservazionali sulle concentrazioni di alone implicano l'esistenza di vincoli teorici sui parametri cosmologici [38].

Secondo McGaugh, Barker e de Blok, potrebbero esserci 3 possibilità di base per interpretare i limiti di concentrazione dell'alone dichiarati da loro o da chiunque altro:

- Gli aloni CDM devono avere cuspidi, quindi i limiti dichiarati mantengono e forniscono nuovi vincoli sui parametri cosmologici [39].
- Qualcosa (ad esempio feedback, modifiche della natura della materia oscura) elimina le cuspidi e quindi i vincoli sulla cosmologia [40].

- L'immagine della formazione dell'alone suggerita dalle simulazioni CDM è sbagliata.

Un approccio per risolvere il problema della cuspidi negli aloni galattici consiste nel considerare modelli che modificano la natura della materia oscura; i teorici hanno considerato la materia oscura calda, sfocata, auto-interagente e meta-fredda, tra le altre possibilità. Una soluzione semplice potrebbe essere che la distribuzione della materia oscura che riduce al minimo l'energia del sistema abbia un profilo di densità di materia oscura centrale piatto.

### **2.2.3 Il problema del momento angolare**

Un ulteriore problema è la “catastrofe del momento angolare”. Tendenzialmente in un modello di formazione di un disco galattico si assume: la conservazione del momento angolare (Mestel 1963); che i barioni inizialmente identificano la materia oscura[41];

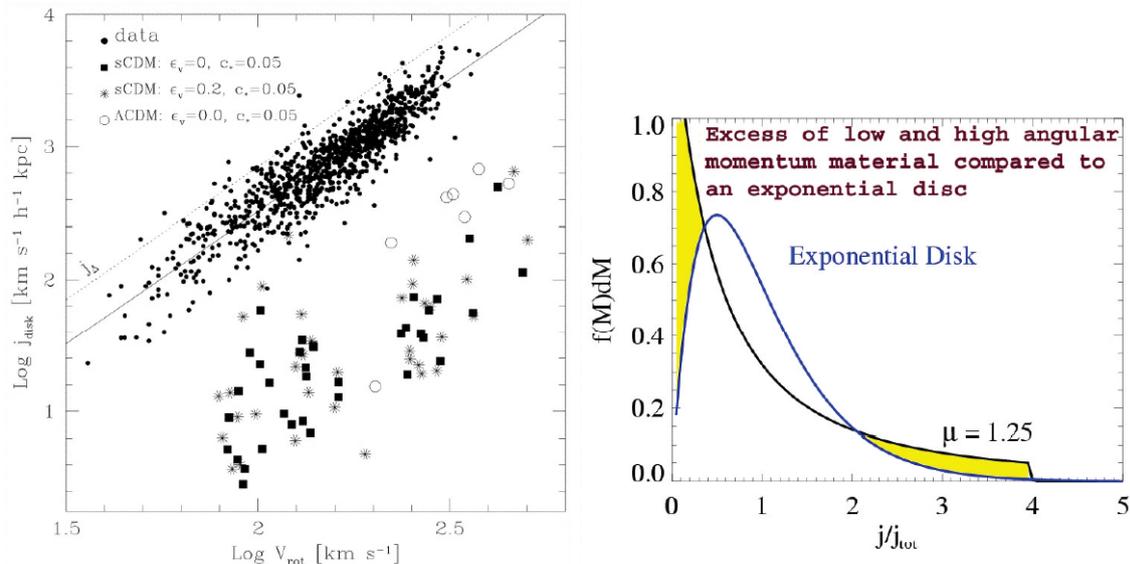


Figura 2.5: Pannello di sinistra: confronto del momento angolare specifico osservato e simulato [42]. Il momento angolare specifico è in funzione della velocità circolare di galassie osservate. I dati corrispondono ai campioni di Courteau (1997), Mathewson et al. (1992), e la compilazione di Navarro (2000). I momenti angolari specifici vengono calcolati dalla lunghezza di scala del disco e dalla velocità di rotazione, assumendo un modello di disco esponenziale con curva di rotazione piatta. Pannello di destra [22]: confronto della distribuzione del momento angolare specifico in un disco esponenziale e l'eccesso di basso e alto materiale del momento angolare nelle simulazioni.

si tiene conto della contrazione adiabatica [43]; è necessario un profilo di alone realistico [44]; si presume che il rigonfiamento (bulge, vedi par 3.2) si formi da un' instabilità del disco ([44] e [45]); e infine la ricezione viene chiusa aggiungendo il feedback della supernova [46]. Purtroppo questo modello standard ha dei problemi: le simulazioni idrodinamiche mostrano che il momento angolare dei barioni non è conservato durante il collasso, i barioni hanno il 10% del momento angolare dei dischi osservati, e anche la distribuzione del momento angolare specifico nelle simulazioni a N-corpi non concorda con le osservazioni. Altri problemi si aggiungono al precedente: lo spread nelle dimensioni del disco sembra essere più ristretto rispetto alla diffusione nel parametro di spin,  $\lambda$  (vedi par. A.5). La perdita di momento angolare è stata soprannominata “catastrofe del momento angolare” (vedi Fig. 2.5). Il momento angolare può essere perso durante le collisioni ripetute attraverso l'attrito dinamico o altri meccanismi. Questo problema è

stato anche associato al problema del sovraraffreddamento riscontrato anche nelle simulazioni idrodinamiche: se i barioni si raffreddano rapidamente e sprofondano al centro degli aloni scuri, allora perderanno il loro momento angolare. Seguendo l'illustrazione in Fig. (2.6, pannello di sinistra e centrale, vedi par. A.5) di Maller e Dekel (2002) [47], vediamo che se un satellite si raffredda troppo, diventa resistente allo stripping delle maree.

Lo stripping delle maree (Tidal Stripping) si verifica quando una galassia più grande attira stelle e altro materiale stellare da una galassia più piccola a causa di forti forze di marea.

Tale satellite cadrà quindi al centro dell'alone e trasferirà il suo momento angolare all'alone per attrito dinamico. Il satellite è dominato da DM nelle sue parti esterne, e questa DM è spogliata nelle parti esterne dell'aureola. Di conseguenza manterrà una parte del suo momento angolare. Per evitare il sovraraffreddamento è necessario che nell'impianto esista una qualche forma di riscaldamento. L'aggiunta del supernova feedback risolve il problema [48]. La supernova trasferisce energia al mezzo interstellare e di conseguenza il gas viene rimosso da piccoli aloni (che fondendosi danno origine al piccolo momento angolare specifico dell'alone) con il risultato che vengono eliminati i barioni con piccolo momento angolare specifico. La perdita di momento angolare dei barioni a causa dell'attrito dinamico è ridotta dalla combinazione di stripping della marea e dal riscaldamento con conseguente gonfiaggio di gas in aloni più grandi (vedi Fig. 2.2, in basso).

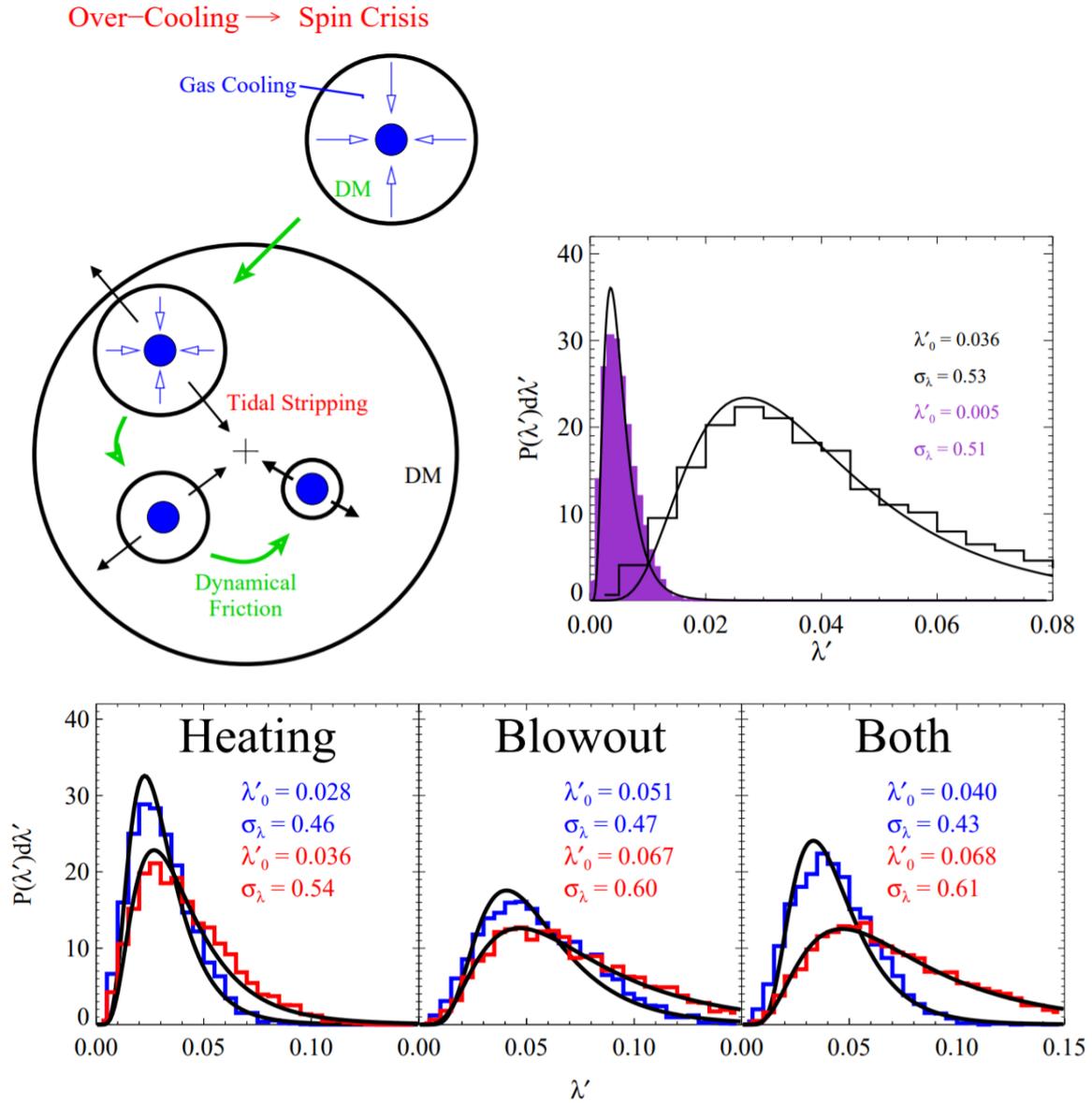


Figura 2.6: Pannello in alto a sinistra: Raffreddamento eccessivo alla catastrofe del momento angolare. Pannello in alto a destra: effetto del raffreddamento eccessivo al buio, distribuzione dello spin della materia e dei barioni (viola). Pannello in basso: effetto di riscaldamento, scoppio e riscaldamento+esplosione (sul parametro  $\lambda'$ ) sulle galassie luminose (blu istogrammi) e galassie nane (istogrammi rossi) [48].

## 2.2.4 Il problema del satellite

Il problema delle galassie nane, noto anche come problema dei satelliti mancanti, nasce da una mancata corrispondenza tra i numeri delle galassie nane osservate e le simulazio-

ni cosmologiche numeriche senza collisioni che predicono l'evoluzione della distribuzione della materia nell'universo. Nelle simulazioni, la materia oscura si raggruppa gerarchicamente, in un numero sempre crescente di "blob" di aloni man mano che le dimensioni dei componenti degli aloni diventano sempre più piccole. Tuttavia, sebbene sembrano esserci abbastanza galassie di dimensioni normali osservate per corrispondere alla distribuzione simulata di aloni di materia oscura di massa comparabile, il numero di galassie nane osservate è di ordini di grandezza inferiore a quello previsto da tale simulazione. Ad esempio, nel Gruppo Locale sono state osservate circa 38 galassie nane e solo circa 11 orbitano attorno alla Via Lattea, ma le simulazioni di materia oscura prevedono che dovrebbero esserci circa 500 satelliti nani solo per la Via Lattea.

Ci sono due alternative principali che possono risolvere il problema della galassia nana: i gruppi di materia oscura di dimensioni più piccole potrebbero non essere in grado di ottenere o trattenere la materia barionica necessaria per formare le stelle in primo luogo; oppure, dopo che si sono formate, le galassie nane possono essere rapidamente inglobate dalle galassie più grandi intorno alle quali orbitano.

Una proposta è che gli aloni più piccoli esistano ma che solo alcuni di essi finiscano per diventare visibili, perché non sono in grado di acquisire abbastanza materia barionica per formare una galassia nana visibile. A sostegno di ciò, nel 2007 i telescopi Keck hanno osservato otto satelliti nani ultra-deboli della Via Lattea appena scoperti, sei dei quali erano circa il 99,9% di materia oscura (con un rapporto massa-luce di circa 1.000).

L'altra soluzione popolare proposta è che le galassie nane possono tendere a fondersi nelle galassie in cui orbitano poco dopo la formazione stellare, o ad essere rapidamente dilaniate e spogliate dalla marea da galassie più grandi, a causa di complicate interazioni orbitali. Lo stripping delle maree potrebbe anche essere stato parte del problema dell'individuazione di galassie nane in primo luogo: trovare galassie nane è un compito estremamente difficile, poiché tendono ad avere una bassa luminosità superficiale e sono molto diffuse, tanto da essere vicine alla fusione nelle stelle sullo sfondo e in primo piano [22].

### 2.2.5 Too Big To Fail

Il problema del Too Big To Fail, è collegato al precedente. Il problema è sorto dalle analisi delle Simulazioni Aquarius e Via Lactea. Ogni alone simulato aveva circa 10 subaloni troppo massicci e densi rispetto ai dSph MW che sembrerebbero troppo grandi per non riuscire a formare molte stelle. Il problema TBTF è che nessuno dei satelliti osservati della Via Lattea o di Andromeda hanno stelle che si muovono velocemente come ci si aspetterebbe in questi subaloni più densi (vedi fig. 2.10). L'inclusione della fisica barionica può creare pendenze meno profonde delle densità di materia oscura nei centri di galassie con piccola massa che riducono o risolvono la discrepanza tra il profilo cuspidato previsto nelle simulazioni a N-corpi e quello piatto visto in osservazione [22]. Una possibile soluzione è quella mostrata da Brooks et al. (2012) [49] utilizzando un suggerimento di Zolotov et al. (2012) [50]. L'ultimo autore ha proposto una correzione della velocità di 1 kpc:

$$\Delta(\nu_{1kpc}) = 0.2\nu_{infall} - 0.26km/s \quad (2.9)$$

$$20km/s < \nu_{infall} < 50km/s \quad (2.10)$$

che deve essere applicato alle parti centrali delle galassie di piccola massa, al fine di tenere conto del miglioramento dello stripping mareale dovuto ai barioni e all'effetto del feedback di supernova che appiattisce la cuspidata negli aloni (vedi fig. 2.5).

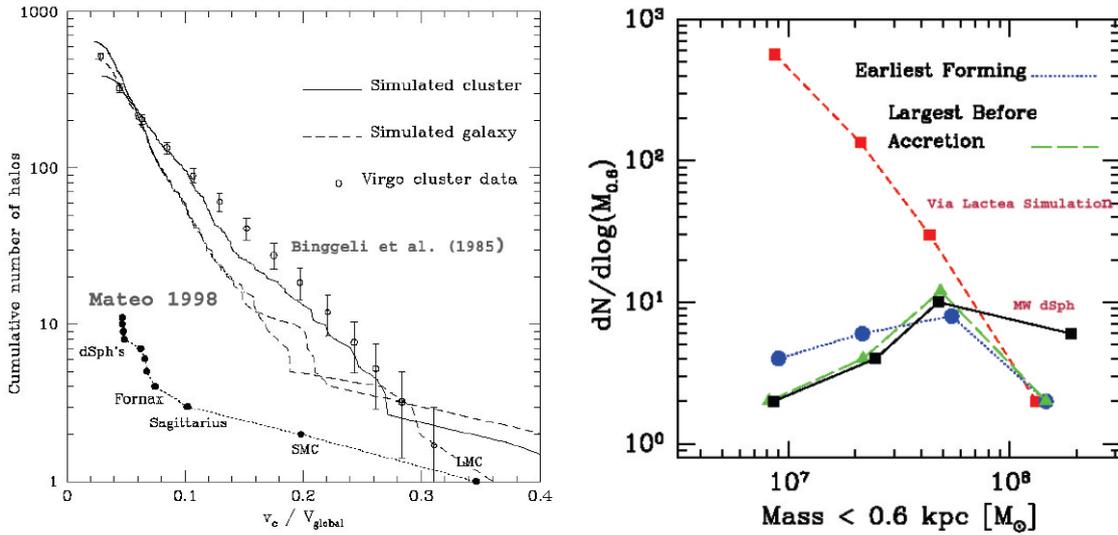


Figura 2.7: Pannello a sinistra: confronto della simulazione di Moore et al. (2009) [51] simulazioni per dSph e cluster con osservazioni da Mateo 1998 [52] e [53] (da Moore et al. 2009 [51]). L'abbondanza di sottostruttura cosmica all'interno della Via Lattea, l'ammasso della Vergine e modelli messi a confronto. Si traccia il numero cumulativo di aloni in funzione della loro velocità circolare  $v_c = \sqrt{Gm_b/r_b}$ , dove  $m_b$  è il limite massa entro il raggio limitato  $r_b$  della sottostruttura, normalizzata alla velocità circolare,  $V_{global}$  dell'alone genitore in cui risiedono. La curva tratteggiata mostra la distribuzione dei satelliti all'interno dell'alone della Via Lattea (Mateo 1998) e i cerchi aperti con gli errori di Poisson sono dati per l'ammasso di galassie della Vergine (Binggeli et al. 1985). Si confrontano questi dati con l'alone di massa galattica simulato (curva tratteggiata) e cluster di alone (curva continua). La seconda curva tratteggiata mostra i dati per la galassia in un'epoca precedente, 4 miliardi di anni fa, l'evoluzione dinamica non ha alterato significativamente le proprietà della sottostruttura in questo lasso di tempo. Pannello a destra: Confronto di Via Lactea Simulazione con lo scenario MW dSphs, EF e LBA (da Strigari et al. 2007) [54]. Le curve continue e tratteggiate mostrano i satelliti MW e subaloni scuri nella MW, rispettivamente. La curva blu (punteggiata) rappresenta i primi dieci aloni che si formano nella MW, e la curva verde (a trattini lunghi) rappresenta i 10 aloni più massicci prima dell'accrescimento nell'alone della Via Lattea.

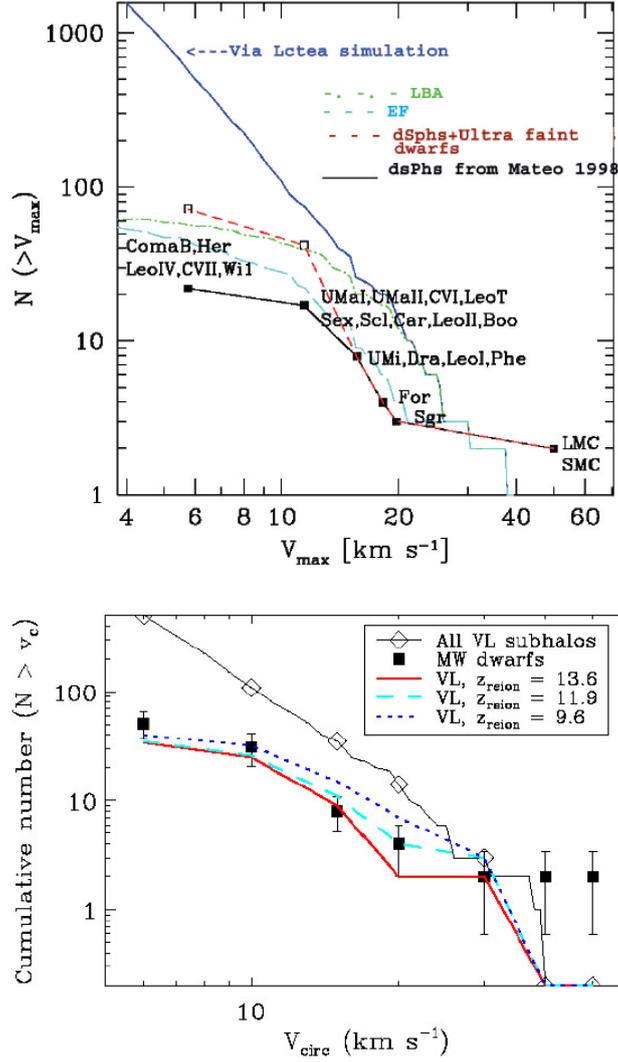


Figura 2.8: Pannello in alto: confronto di una simulazione della Via Lattea con gli scenari MW dSphs, MW dSphs+ nane ultradebole, EF e LBA (da Madau et al. 2008 [55]). Numero cumulativo di subaloni nella Via Lattea all'interno di  $r_{200}$  (curva continua) e di tutte le galassie satellite della Via Lattea entro  $420kpc$  (quadrati pieni), in funzione della velocità circolare. I punti dati provengono da Mateo (1998), Simon Geha (2007), Munoz et al. (2006), e Martin et al. (2007), e assumiamo una velocità circolare massima di  $V_{max} = \sqrt{3}\sigma$  (Klypin et al. 1999). Curva trattino-punteggiato: distribuzione della velocità circolare per i 65 subaloni  $V_{max,p}$  più grandi prima dell'accrescimento (campione LBA). Curva a tratti lunghi: velocità circolare distribuzione per il campione EF "fossile di reionizzazione". Pannello in basso: confronto tra una simulazione della Via Lattea con MW dSphs+ Ultra-debole nane, e sub aloni della Via Lattea a redshift 9.6, 11.9, 13.6 (da Simon Geha 2007 [56]).

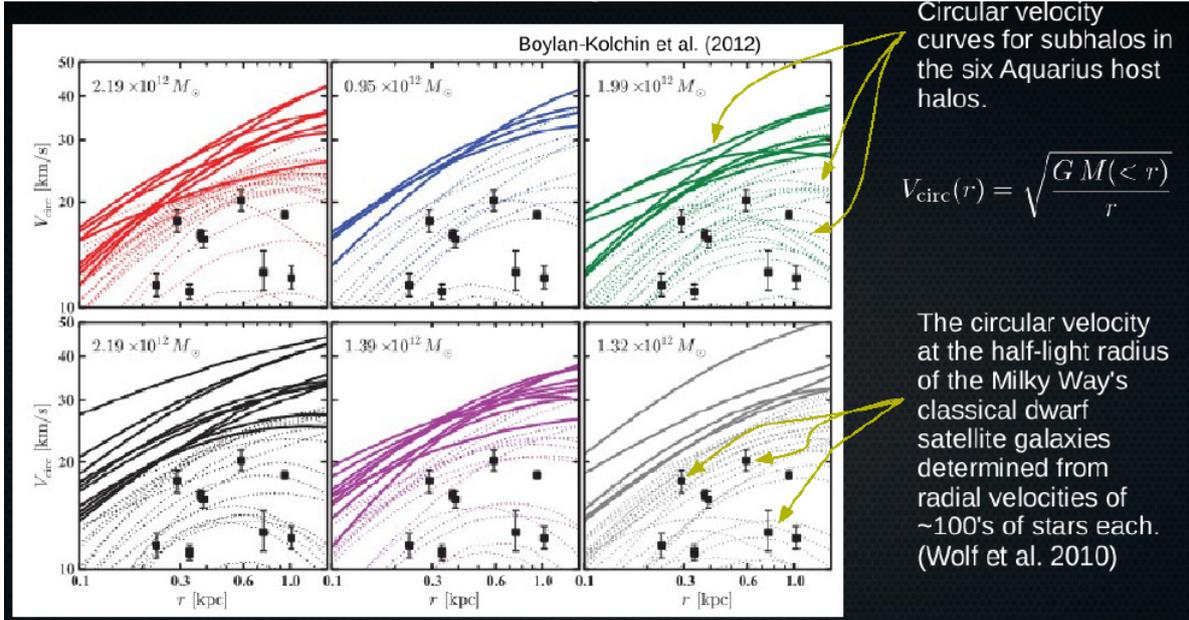


Figura 2.9: Il problema Too Big To Fail (da Boylan-Kolchin et al. (2012)[57]). Curve di rotazione per tutti i subaloni con  $V_{\text{infall}} > 30 \text{ km s}^{-1}$  e  $V_{\text{max}} > 10 \text{ km s}^{-1}$ . I subaloni che sono almeno  $2\sigma$  più densi delle dSph più luminose nella MW sono tracciati con le curve solide, mentre i rimanenti sottoaloni sono tracciati con curve tratteggiate. I punti dati con errori mostrano i valori  $V_{\text{circ}}$  misurati per i dSph MW luminosi. Non solo ogni alone ha diversi subaloni che sono troppo densi per ospitare uno qualsiasi dei dSph, ogni alone ha anche diversi subaloni massicci (nominalmente in grado di formare stelle) con  $V_{\text{circ}}$  paragonabile ai dSph MW che non hanno controparti luminose nel MW.

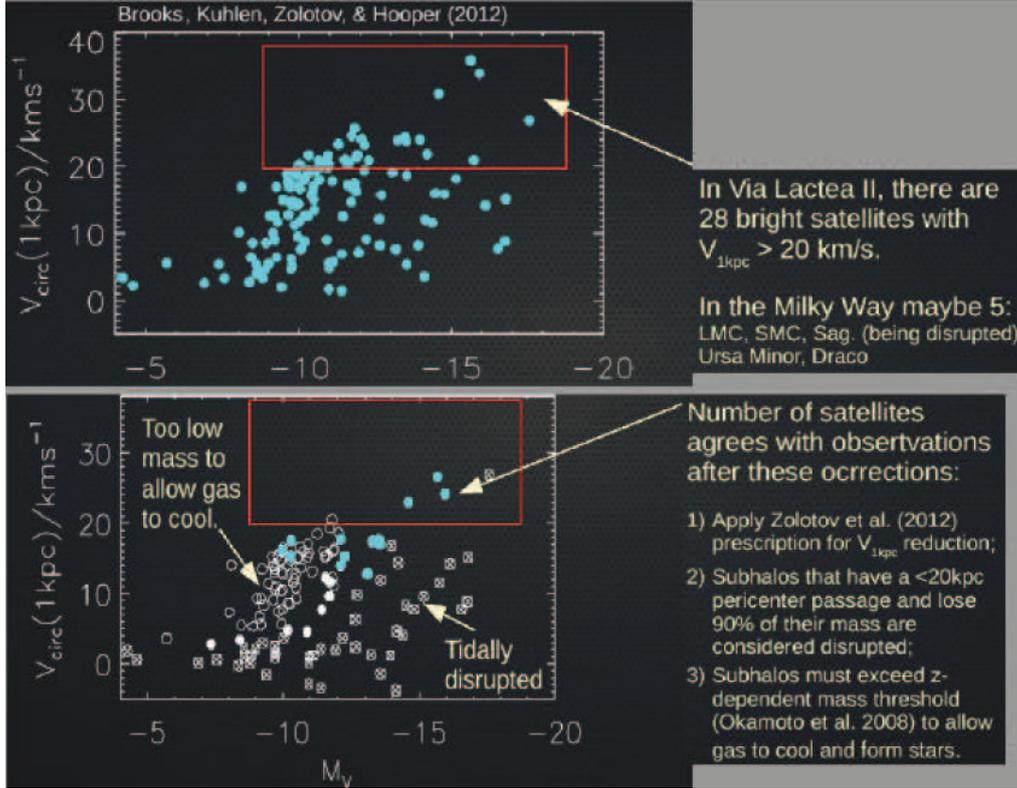


Figura 2.10: Una soluzione al problema Too Big To Fail attraverso la fisica barionica (da Brooks et al. [58]).

## 2.3 Profilo di Einasto

Il profilo di Einasto è una funzione matematica che descrive come la densità,  $\rho$ , di un sistema stellare sferico vari con la distanza,  $r$ , dal centro di esso. La legge è stata presentata al pubblico per la prima volta dall'astrofisico estone Jaan Einasto nel 1963, in occasione di una conferenza tenuta ad Alma-Ata, in Kazakistan [59]. Il profilo di Einasto possiede la forma di una legge di potenza logaritmica:

$$\gamma(r) \equiv -\frac{d \ln \rho(r)}{d \ln r} \propto r^\alpha \quad (2.11)$$

che può essere anche scritta come:

$$\rho(r) \propto \exp(-Ar^\alpha) \quad (2.12)$$

Il parametro  $\alpha$ , chiamato “indice di Einasto”, controlla il grado di curvatura della funzione. Ciò può essere meglio visualizzato osservando il grafico in doppia scala logaritmica

seguinte.

$$d(\log \rho)/d(\log r) \propto -r^\alpha \quad (2.13)$$

Come si vede, al crescere di  $\alpha$  la pendenza della curva varia più rapidamente con il raggio. La legge di Einasto può essere descritta come una generalizzazione di una legge di potenza,  $\rho \propto r^{-N}$ , avente una pendenza costante su un grafico in scala doppio logaritmica.

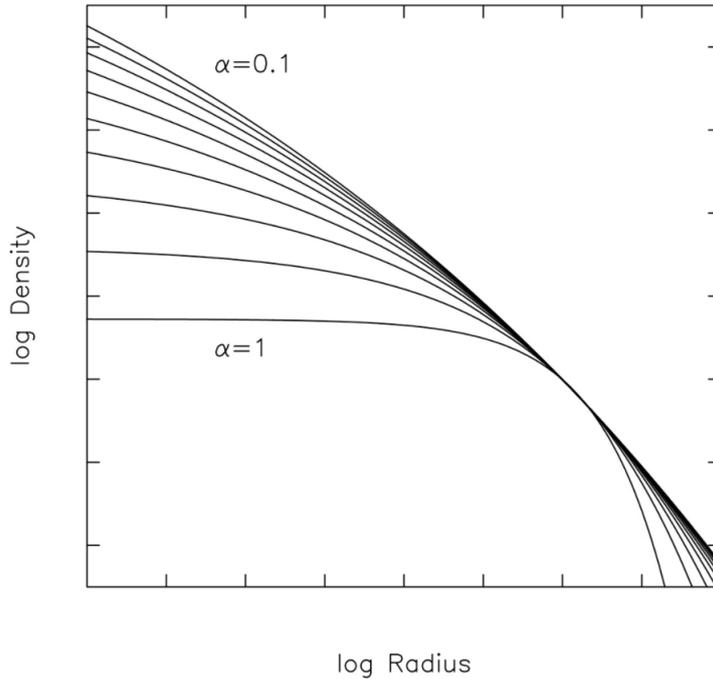


Figura 2.11: Vari profili della funzione del modello di Einasto disegnati per diversi indici  $\alpha$ .

Il modello di Einasto ha la stessa forma matematica del profilo di Sérsic, una funzione che descrive il variare della radianza di una galassia in funzione della distanza dal suo centro, tranne che per il fatto che  $\rho$  è sostituita da  $I$ , la radianza, e  $r$  è sostituita da  $R$ , la distanza proiettata dal centro dell'ammasso considerato.

Dischi di galassie a spirale, come la Galassia del Triangolo, hanno un basso indice di Einasto e un basso grado di concentrazione centrale.

Il modello di Einasto è utilizzato per descrivere diversi tipi di sistemi stellari, incluse le galassie ([60] e [61]), e gli aloni oscuri ([62] e [63]).

In particolare il profilo di Einasto si è rivelato uno dei migliori proprio nella descrizione degli aloni.

Nelle simulazioni a N-corpi ad alta definizione del modello  $\Lambda$ -CDM, ossia simulazioni di sistemi dinamici di particelle (non in equilibrio) sotto l'influenza di forze fisiche utilizzate per descrivere la crescita gravitazionale delle strutture galattiche ed extra-galattiche in un Universo in espansione, partendo da date condizioni iniziali, infatti, è risultato come i modelli a tre parametri non singolari, soprattutto quello di Einasto, funzionino

meglio nel descrivere la distribuzione spaziale di materia oscura negli aloni rispetto a modelli a due parametri singolari come quello di Navarro-Frenk-White (profilo NFW). Una delle differenze maggiori è data dal fatto che mentre a brevi raggi, cioè a brevi distanze dal centro, il valore della densità descritto dal profilo NFW tende all'infinito e risulta quindi del tutto indefinibile, nel profilo di Einasto si ha invece una cuspidè finita, il che suggerisce che il parametro  $\alpha$  presente nel modello di Einasto sia in effetti una caratteristica reale degli aloni oscuri [64].

## 2.4 Profilo di Sérsic

Il profilo di Sérsic è una funzione matematica che descrive il variare della radianza,  $I$ , di una galassia in funzione della distanza,  $R$ , dal suo centro. La legge, è di fatto una generalizzazione della legge di de Vaucouleurs [65]. La legge di de Vaucouleurs, descrive come varia la brillantezza superficiale  $I$ , misurata in  $mag/arcsec^2$ , di una galassia ellittica in funzione della distanza  $R$  dal centro galattico:

$$\ln I(R) = \ln I_0 - kR^{1/4} \quad (2.14)$$

dove  $I_0 = I(R = 0)$ .

Il profilo di Sérsic ha la seguente forma:

$$\ln I(R) = \ln I_0 - kR^{1/n} \quad (2.15)$$

dove  $I_0$  è la radianza al centro della galassia, ossia per  $R = 0$ . Il parametro  $n$ , chiamato “indice di Sérsic”, controlla il grado di curvatura della funzione. Più piccolo è il valore di  $n$ , meno concentrato centralmente è il profilo della galassia risultante e meno/più ripida è la pendenza logaritmica a piccole/grandi distanze:

$$\frac{d \ln I}{d \ln R} = -(k/n) R^{1/n} \quad (2.16)$$

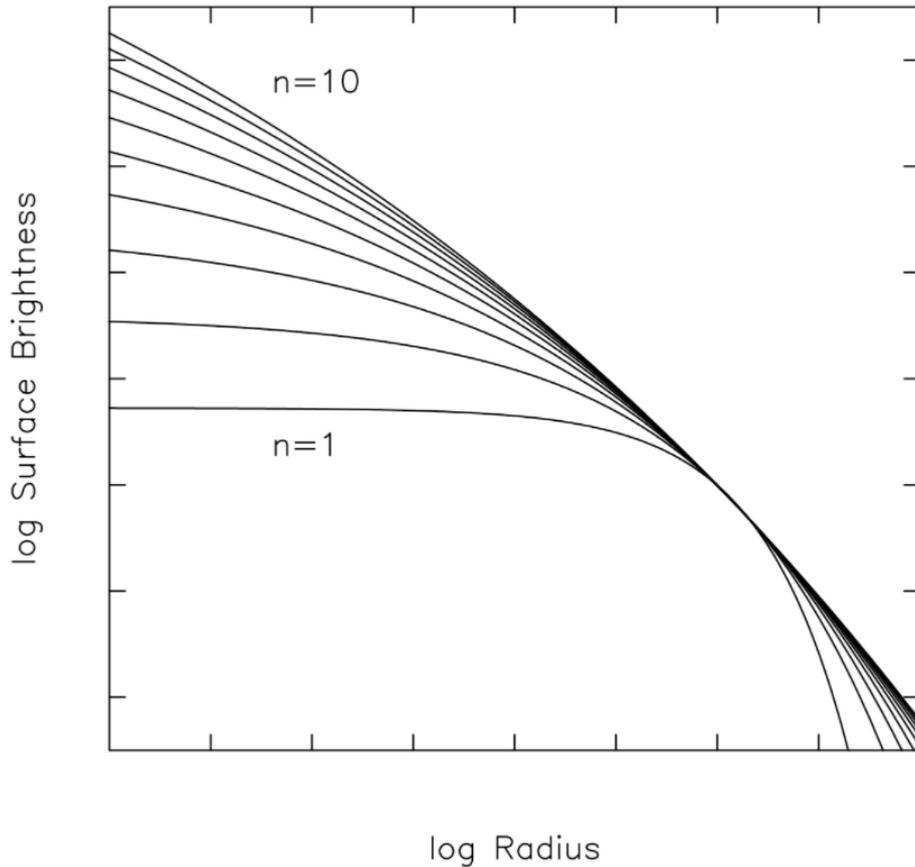


Figura 2.12: Vari profili della funzione del modello di Sérsic disegnati per diversi indici  $n$

L'andamento della radianza della maggior parte delle galassie in funzione della distanza dal centro di esse può essere descritto da una funzione di Sérsic con un indice compreso tra 0.5 e 10. Generalmente il valore di  $n$  è correlato a quello della dimensione e della luminosità della galassia da descrivere, cosicché più una galassia è grande e luminosa, più è grande il valore dell'indice  $n$  che meglio descrive il sopraccitato andamento della sua radianza ([66] e [67]). Inserendo il valore  $n = 4$  si ottiene il seguente profilo di de Vaucouleurs:

$$I(R) \propto e^{-kR^{1/4}} \quad (2.17)$$

che è una buona approssimazione per quanto riguarda le galassie ellittiche giganti. Inserendo invece il valore  $n = 1$  si ottiene un profilo esponenziale:

$$I(R) \propto e^{-kR} \quad (2.18)$$

che è una buona approssimazione per quanto riguarda i dischi delle galassie a spirale e le galassie ellittiche nane.

Mettendo in grafico i due esempi sopra riportati si può notare come il profilo con  $n = 4$  abbia più luce a grandi raggi ma abbia anche un picco più pronunciato rispetto all'esponenziale per  $R = 0$  ([68] e [69]). La correlazione tra l'indice di Sérsic di una galassia e la sua morfologia è stata talvolta utilizzata in schemi automatici per la classificazione delle galassie lontane utilizzando il metodo della sequenza di Hubble [70]. Oltre alla suddetta correlazione è stato inoltre mostrato come il valore degli indici di Sérsic sia legato anche alla massa dei buchi neri supermassicci presenti al centro delle galassie [71].

I profili Sérsic forniscono inoltre una delle migliori descrizioni degli aloni oscuri, ossia ipotetiche porzioni esterne di aloni galattici contenenti grandi quantità di materia oscura, poiché gli indici di Sérsic si correlerebbero proprio con la massa di tali aloni ([72] e [73]). Le galassie ellittiche più brillanti hanno spesso nuclei con densità relativamente bassa la cui descrizione non risulta abbastanza precisa utilizzando la legge di Sérsic. Per tale motivo, per la descrizione di tali galassie, A. Graham e altri e I. Trujillo e altri hanno proposto, in due articoli pubblicati rispettivamente nel 2003 e nel 2004, una famiglia di modelli chiamati “core-Sérsic” ([74] e [75]), il cui concetto è stato poi ulteriormente sviluppato dallo stesso Graham e da B. Terzić in un articolo del 2005 [76], che introducono una serie di parametri atti a descrivere il raggio e la densità del nucleo galattico.

In alcuni casi le galassie ellittiche nane hanno un nucleo puntiforme anch'esso non molto ben descritto dalla legge di Sérsic. Per questo motivo, in questi casi viene aggiunto al modello di Sérsic una componente centrale rappresentante il nucleo ([77] e [78]).

## 2.5 Profilo di Burkert

Un altro profilo di densità che sembra fittare molto meglio le curve di rotazione osservate [79] è stato elaborato da Burkert (1995), egli ha cercato di trovare la legge di densità più adatta alle curve di rotazione osservate delle galassie nane, queste ultime sono note per possedere un grande quantitativo di materia oscura. Il profilo di Burkert è una legge empirica che ricorda un alone pseudo-isotermico. A differenza dei profili CDM, ha un

nucleo centrale ed è caratterizzato dal raggio del nucleo  $r_0$  e dalla densità centrale  $\rho_0$ .

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{r_0^3}{(r + r_0)(r^2 + r_0^2)} \quad (2.19)$$

## 2.6 Profilo ISO

Per quanto riguarda il profilo pseudo-isotermico (ISO) il profilo della materia oscura è il seguente [80]:

$$\rho = \rho_0 \left[ 1 + \left( \frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.20)$$

Dove  $\rho$  è la densità in funzione del raggio  $r$  dal centro di un ammasso di materia oscura;  $\rho_0$  denota la densità centrale finita;  $r_c$  è approssimativamente il raggio di rottura in corrispondenza del quale cambia la pendenza del profilo da -1 a -3. Nel caso del profilo pseudo-isotermico la velocità di rotazione per il CDM è la seguente:

$$V_{CDM}^2 = 4\rho_0 r_c^2 \left[ 1 - \frac{r_c}{r} \arctan\left(\frac{r}{r_c}\right) \right] \quad (2.21)$$

Dove  $G$  è la costante di gravitazione universale  $G = 6,67 \times 10^{-11} \frac{\text{N m}^2}{\text{kg}^2}$

## 2.7 Comparazione di Profili di Densità differenti per galassie a spirale

Le galassie a spirale sono costituite da componenti distinti: un disco piatto rotante di stelle (principalmente giovani) e materia interstellare; un rigonfiamento stellare centrale di stelle principalmente più vecchie, che assomiglia a una galassia ellittica; un alone quasi sferico di stelle, inclusi molti ammassi globulari; e un buco nero supermassiccio proprio al centro del rigonfiamento centrale. La luminosità superficiale del disco stellare è esponenzialmete decrescete e vale:

$$I(r) = I_0 e^{-r/R_D} \quad (2.22)$$

Con  $I_0$  la luminosità superficiale centrale e  $R_D$  il raggio di scala ( $\simeq 3$  kpc per la MW).

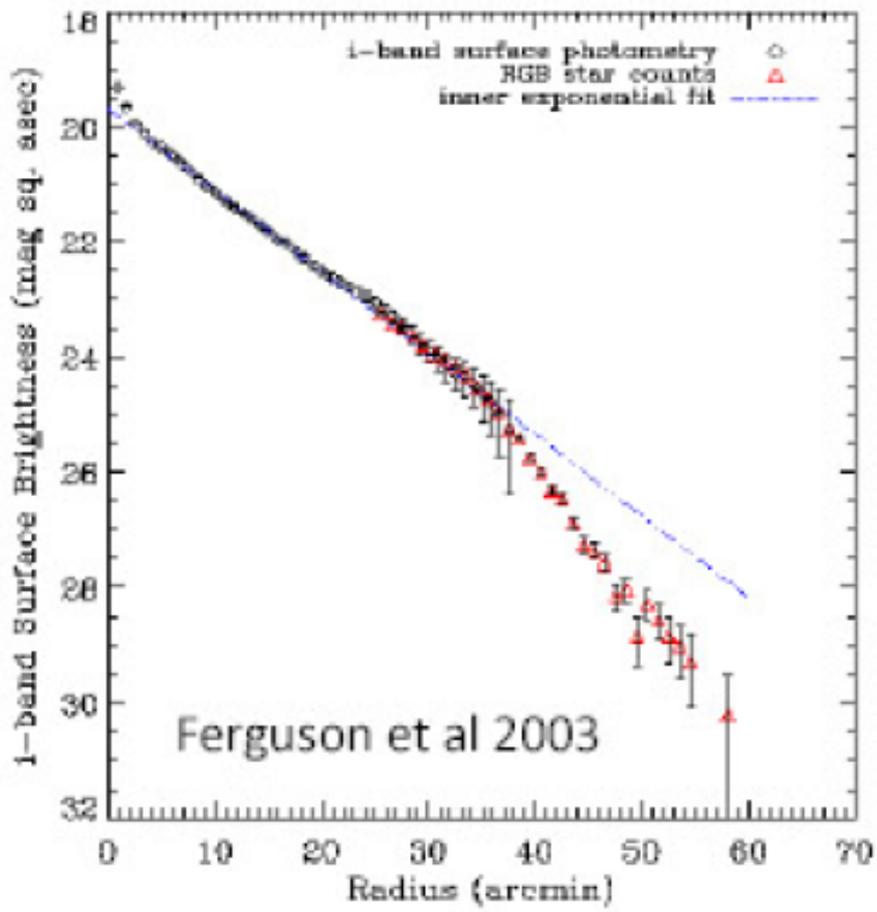


Figura 2.13: Un esempio di galassie a spirale con dischi troncati [22].



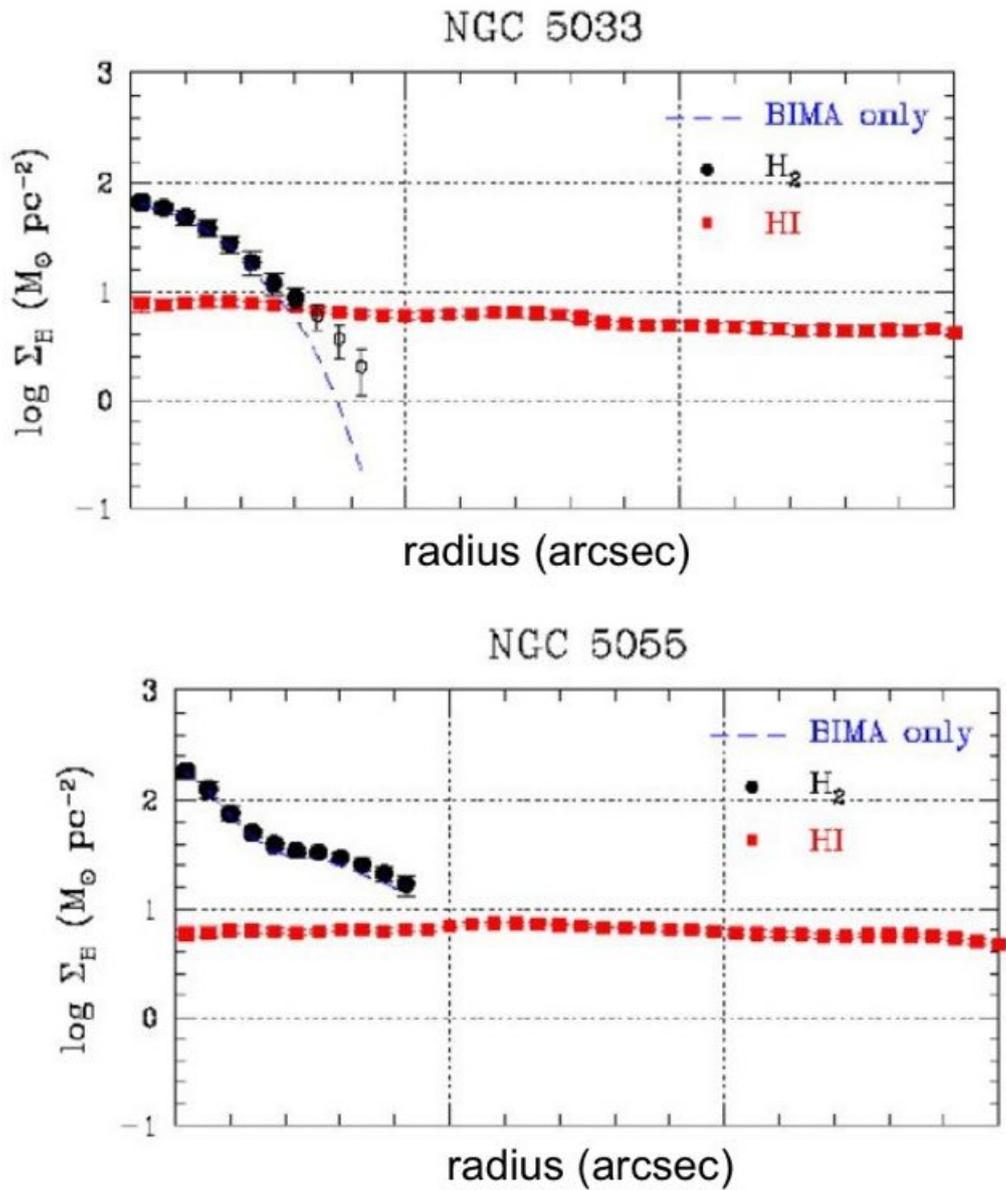


Figura 2.15: Distribuzione radiale  $HI$  e  $H_2$  in spirali. Da Wong Blitz 2002 [81].

Per alcune spirali come NGC 300 (vedi Fig. 2.13 e 2.14) l'esponenziale ha un andamento almeno per 10 lunghezze di scala, mentre in casi come M 33 (vedi Fig. 2.13 e 2.14) il disco esterno è troncato. Una componente fondamentale, per lo scopo degli studi sulla DM, è la componente dei gas: HI ha distribuzione radiale appiattita e carente al centro; CO e  $H_2$  hanno distribuzione approssimativamente esponenziale e con massa trascurabile (vedi Fig. 2.15). Una curva di rotazione (RC) di una galassia è definita "come la traccia delle velocità su un diagramma della velocità di posizione (PV) lungo

l'asse maggiore, corretto per l'angolo tra la linea di vista e il disco galattico" (vedi Fig. 2.16). Un RC si ottiene calcolando la velocità di rotazione di un tracciante (es. stelle, gas) lungo la lunghezza di una galassia misurando l'effetto doppler, e quindi tracciando questa quantità rispetto alla loro rispettiva distanza dai centri si tracciano le velocità ponderate per l'intensità:

$$V_{int} = \frac{\int I(\nu)\nu d\nu}{\int I(\nu)d\nu} \quad (2.23)$$

dove  $I(\nu)$  è il profilo di intensità ad un dato raggio in funzione della velocità radiale, la velocità di rotazione è quindi data da:

$$V_{rot} = \frac{(V_{int} - V_{sys})}{\sin(i)} \quad (2.24)$$

dove  $i$  è l'angolo di inclinazione e  $V_{sys}$  la velocità sistemica della galassia. Le velocità circolari possono essere ottenute da spettroscopia dalle righe di emissione ottica  $H\alpha$  o  $Na$  o quella dell'idrogeno neutro ( $HI$ ), o del monossido di carbonio ( $CO$ ). Per ottenere la distribuzione della DM nella galassia si possono utilizzare diverse tecniche. La prima è la "tecnica di fit".

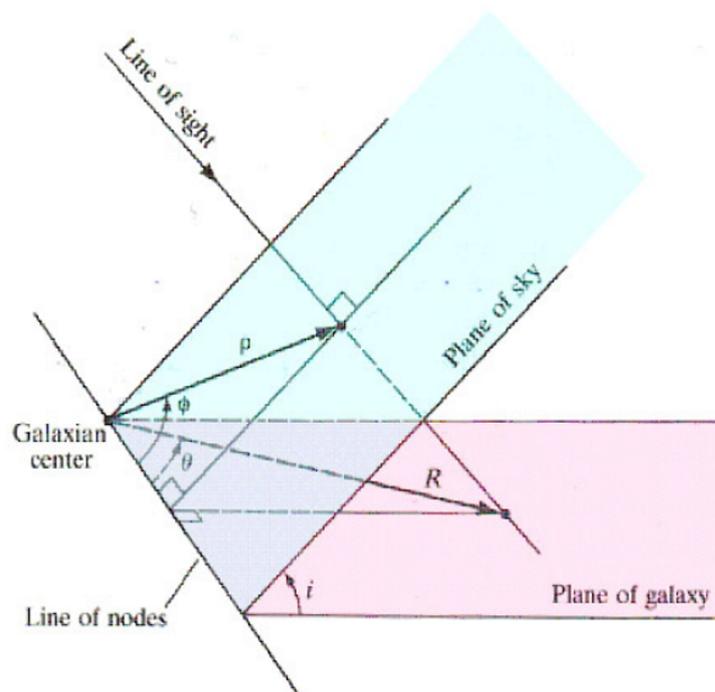
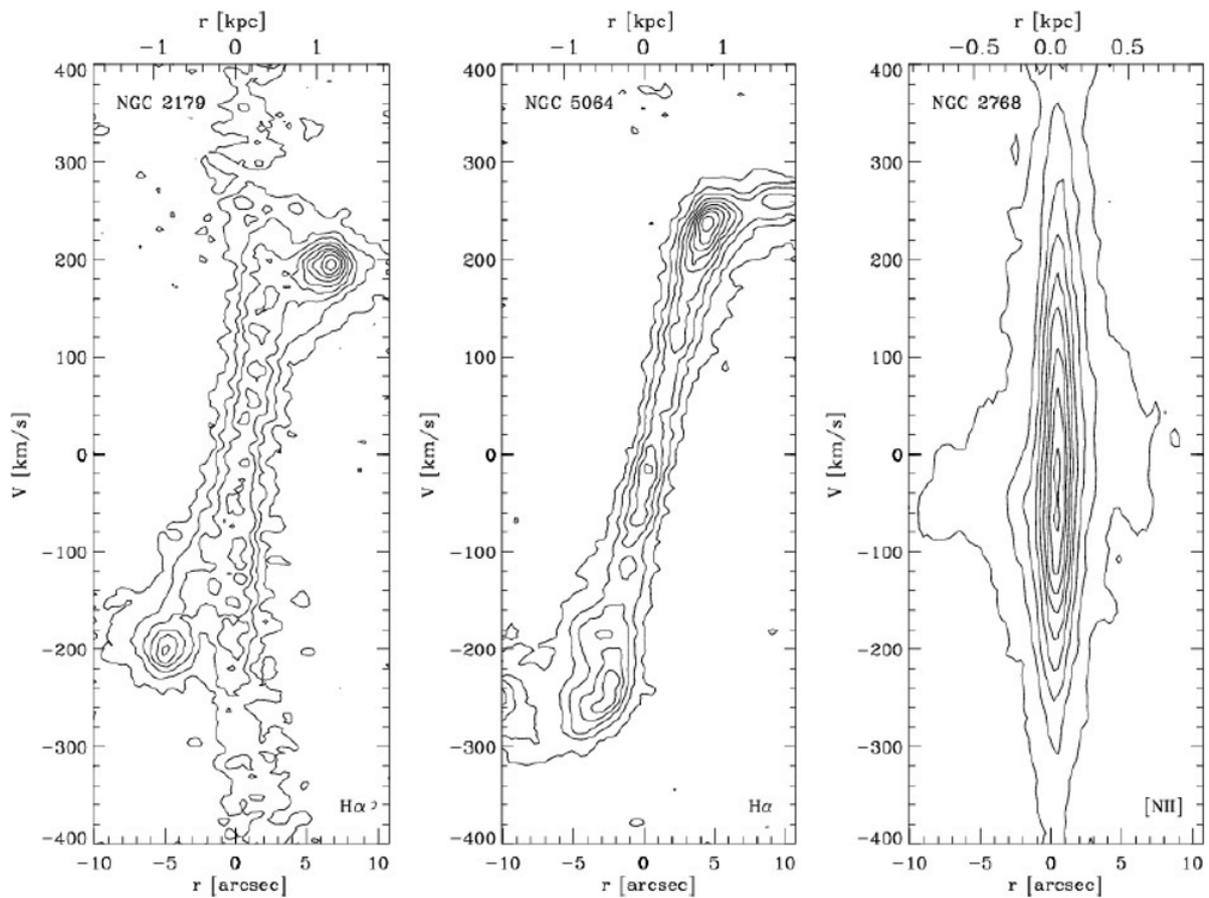


Figura 2.16: Pannello in alto: esempio di diagramma di velocità di posizione. Pannello in basso: correzione della linea di mira, piano della galassia per ottenere la curva di rotazione [22].

Si scrive la velocità di rotazione come:

$$V_{tot}^2 = V_{disk,*}^2 + V_{HI}^2 + V_{halo}^2 + V_{bulge}^2 \quad (2.25)$$

dove la velocità del disco stellare, data da:

$$V_{disk,*}^2 = (GM_D/2R_D)x^2B(x/2) \quad (2.26)$$

dove  $x = r/R_D$ , e  $B = I_0K_0 - I_1K_1$  ( $I_0, I_1, K_0, K_1$  sono funzioni di Bessel) sono ottenuti dalla fotometria in banda  $I$ ,  $V_{HI}^2$  è ottenuto da osservazioni radio della linea di 21 cm di  $HI$ ,  $V_{halo}^2$  è modellato partendo da un profilo di densità teorico. I profili più utilizzati sono: il profilo Navarro-Frenk-White (NFW), il profilo Einasto, il profilo Burkert o il profilo pseudo-isotermico (ISO). I profili citati sono dati da (vedi anche Fig. 14)

$$\rho(r)_{NFW} = \frac{\rho_0}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2} \quad (2.27)$$

dove  $r_0$  e il “raggio di scala”,  $r_s$ , sono parametri che variano da alone ad alone.

$$\ln\rho(r)_{Einasto/\rho-2} = \frac{-2/\alpha}{(r/r_{-2})^{\alpha-1}} \quad (2.28)$$

dove  $r_{-2}$  è definito come il raggio in corrispondenza del quale:

$$\frac{d\ln\rho}{d\ln r} = -2 \quad (2.29)$$

$$\rho(r)_{Burkert} = \frac{\rho}{(1 + r/r_0) + (1 + (r/r_0)^2)} \quad (2.30)$$

dove  $\rho_0, r_0$ , sono la densità centrale e il raggio.

$$\rho(r)_{ISO} = \frac{\rho}{(1 + (r/r_c)^2)} \quad (2.31)$$

Non tenendo conto del rigonfiamento (bulge), il modello che coinvolge l’eq. 2.25 contiene tre parametri liberi: massa del disco, densità dell’alone centrale e raggio del nucleo (scala delle lunghezze dell’alone) ( $M_D, r_0, \rho_0$  (se si utilizza il modello Burkert)), che si possono ottenere fittando al meglio i dati al modello.

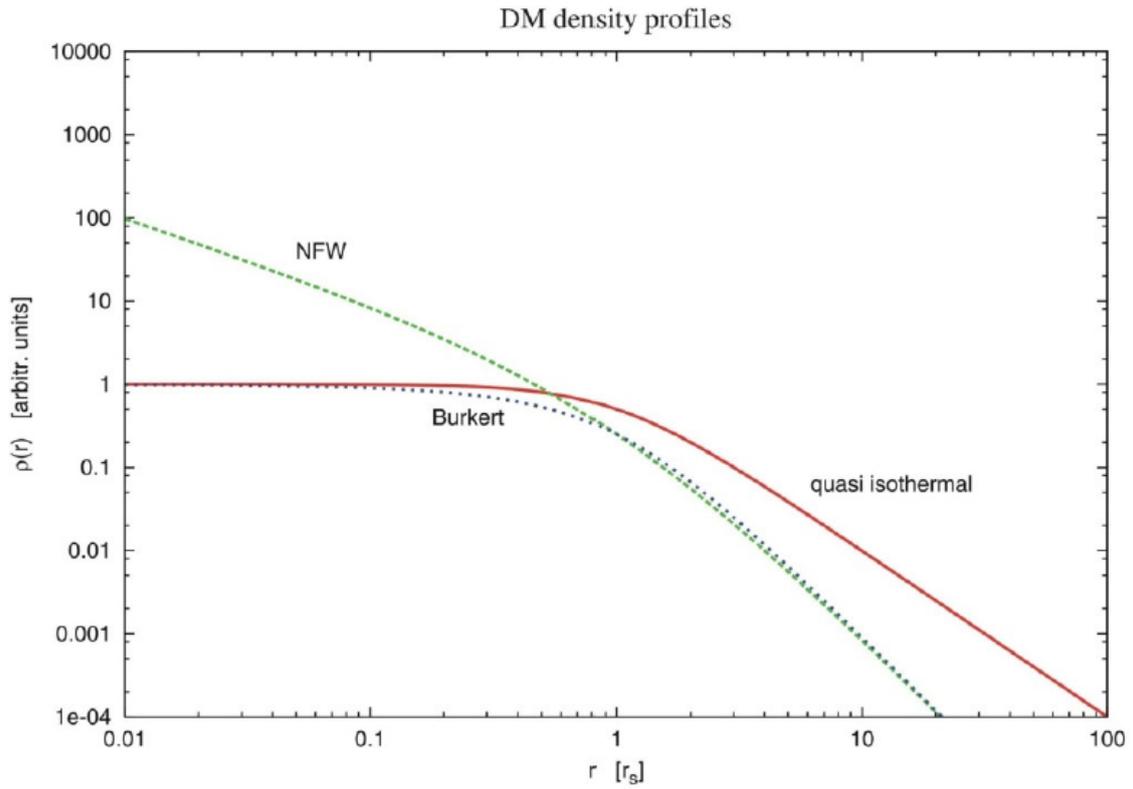
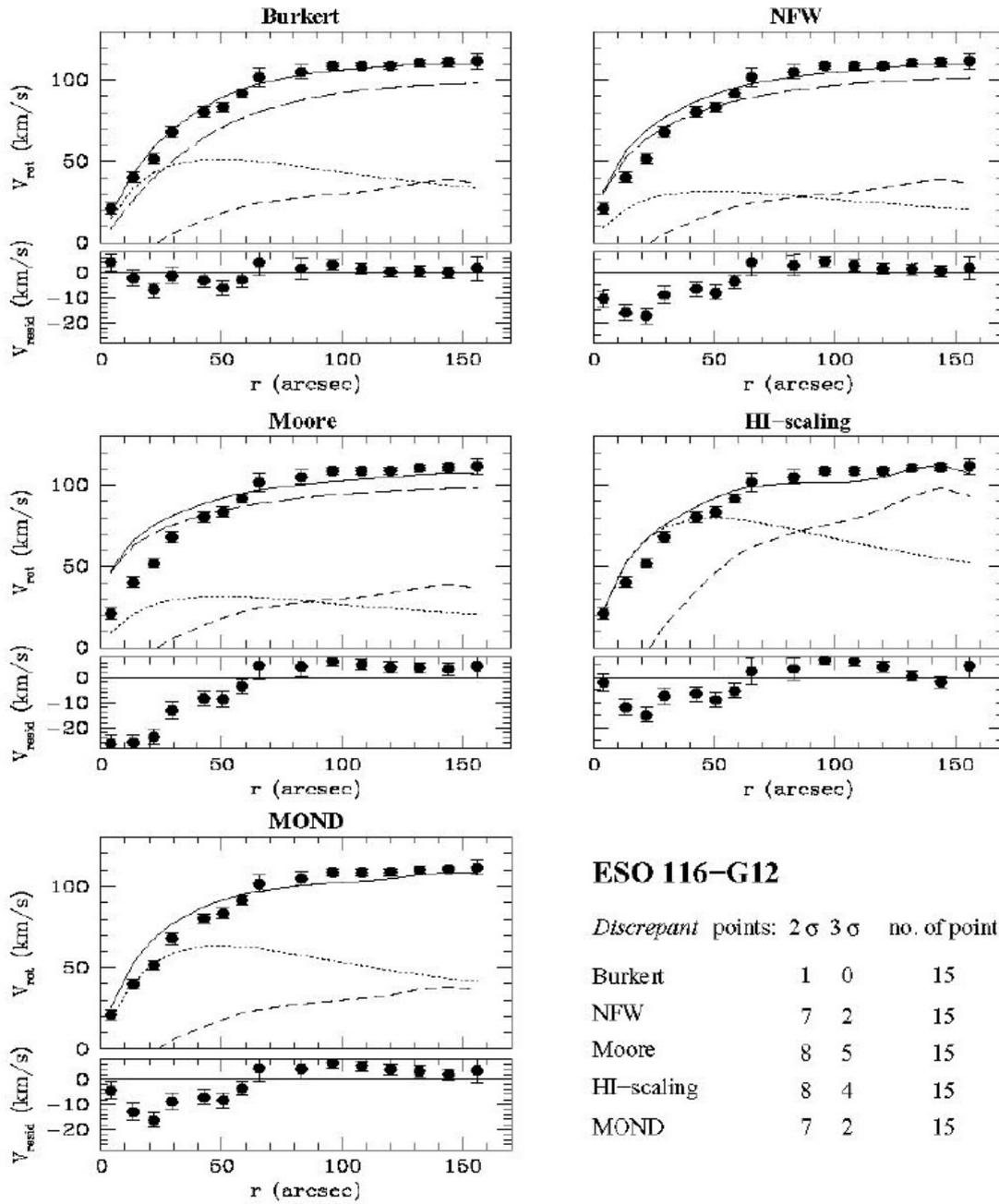


Figura 2.17: Confronto tra diversi profili di densità: NFW, Burkert, ISO [22].

Altri due metodi che possono essere usati per ottenere la distribuzione della DM sono i metodi di massimo e minimo del disco. Il risultato dell'analisi citata mostra che le galassie più piccole sono più dense e hanno una maggiore proporzione di materia oscura. Il profilo di densità centrale è solitamente ben fittato da un profilo Burkert o Profilo ISO (come mostrato in Fig. 2.18 e 2.19).



### ESO 116-G12

*Discrepant* points:  $2\sigma$   $3\sigma$  no. of points

|            |   |   |    |
|------------|---|---|----|
| Burkert    | 1 | 0 | 15 |
| NFW        | 7 | 2 | 15 |
| Moore      | 8 | 5 | 15 |
| HI-scaling | 8 | 4 | 15 |
| MOND       | 7 | 2 | 15 |

Figura 2.18: Modelli di massa per la galassia *Eso116 – G12*. Linea continua: miglior fit; linea a tratteggio lungo: alone DM; punteggiato: disco stellare; tratteggiato: disco gassoso. Sotto: residui:  $(V_{obs} - V_{model})$ . Da Gentile et al. 2004 [82].

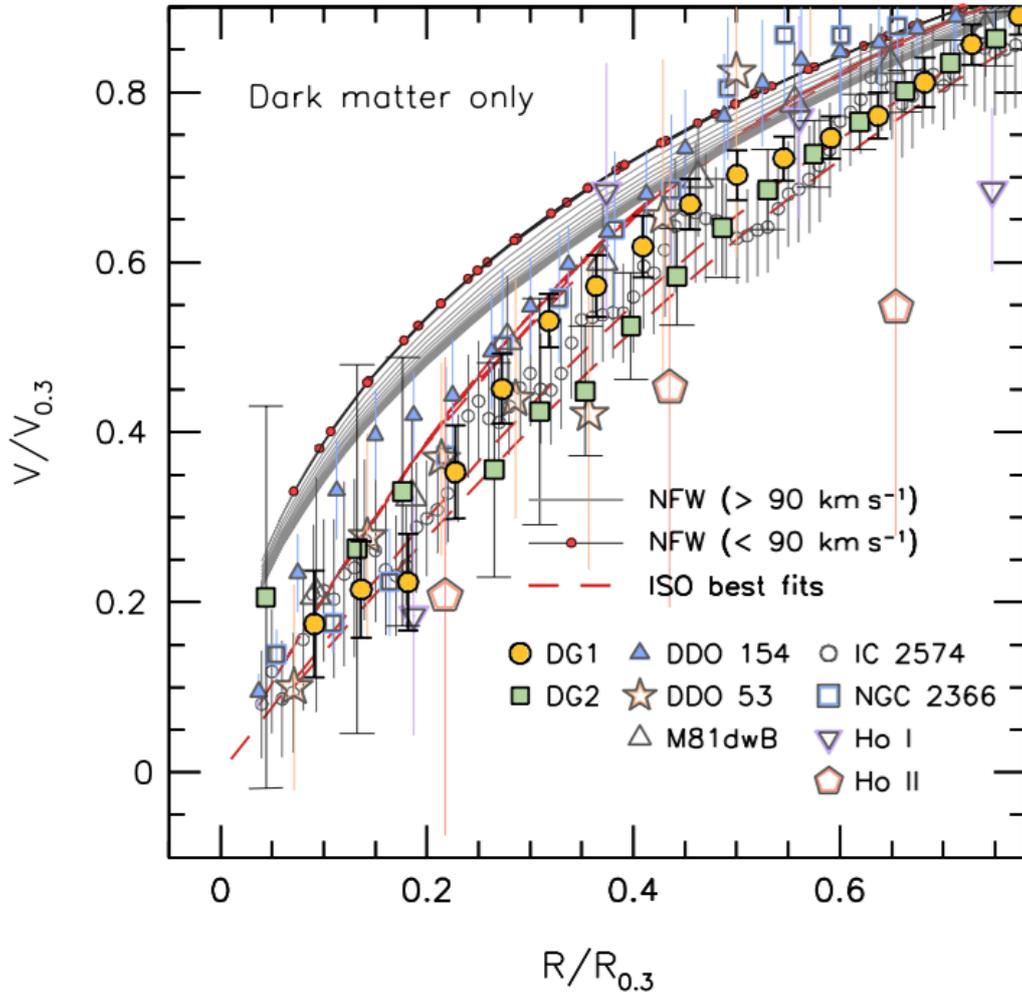


Figura 2.19: Confronto di sette nane THINGS con il modello NFW. Da Oh et al. 2010 [83]. La forma della curva di rotazione di DG1 e DG2 così come le sette galassie nane THINGS. Le curve di rotazione DM sono scalate rispetto alla velocità di rotazione  $V_{0.3}$  a  $R_{0.3}$  dove la pendenza logaritmica della curva è  $d\log V/d\log R = 0.3$  (Hayashi Navarro 2006). I punti piccoli indicano le curve di rotazione del modello NFW con  $V_{200}$  che vanno da 10 a  $90 \text{ km s}^{-1}$ . Il miglior fit per l'alone pseudo-isotermico (indicato come ISO) è sovratracciato.

ma come mostrato da de Blok et al. ([25]), utilizzando le galassie THINGS (HI survey of uniform and high quality data), per le galassie con  $M_B > -19$  il core domina e il modello ISO fitta significativamente meglio del modello NFW, mentre se  $M_B < -19$  il profilo NFW o il profilo ISO statisticamente fittano ugualmente bene. I risultati generali di diversi campioni, tra cui THINGS, sono che le spirali sono caratterizzate da piccoli

moti non circolari, nessun allungamento dell'alone di DM, aloni ISO sono spesso preferiti rispetto a quelli NFW con un nucleo centrale di dimensioni  $\simeq 2R_D$ . Per raggi grandi i profili sono compatibili con il modello NFW. Si ricorda che per quanto riguarda la struttura a nucleo delle spirali, Simon et al. hanno mostrato che cinque galassie a spirale di piccola massa NGC2976, NGC 4605, NGC 5949, NGC 5963 e NGC 6689 hanno profili di densità con pendenza interna  $\alpha$ , compresi tra 0 e 1.2. La grande differenza di pendenza interna potrebbe essere spiegata in termini di storie di formazione e ruolo dell'ambiente.

# Capitolo 3

## Conclusioni

In questa tesi si è voluta dare una panoramica sulla distribuzione spaziale della materia oscura in varie strutture astrofisiche. Come descritto ci sono vari modelli di distribuzione della DM. Il profilo di densità più conosciuto è il profilo NFW. Tale profilo presenta dei problemi che, come descritto, in parte non sono stati ancora risolti. Ad esempio, il profilo NFW non riesce a descrivere al meglio distribuzioni di materia oscura in galassie con massa piccola (come le galassie nane) per il problema cusp/core. Tuttavia il modello di Burkert, attraverso la sua legge di densità, riesce a fittare al meglio i dischi di rotazione osservati di alcune galassie nane. Inoltre il profilo di Einasto fornisce una descrizione migliore degli aloni oscuri rispetto al profilo NFW perché a brevi distanze dal centro, il valore della densità descritto dal profilo NFW tende all'infinito e risulta quindi del tutto indefinibile, nel profilo di Einasto si ha invece una cuspidata finita. Per quanto riguarda le prove dell'esistenza di DM, negli ultimi anni, forti evidenze provengono da collisioni di ammassi di galassie, mostrando attraverso lenti deboli che i cluster sono costituiti da un componente senza dissipazione, non solo gas. Il Lensing Gravitazionale Debole è un'altra forte prova che l'Universo contiene materia che devia la luce. Nel 2012 è stata osservata una debole firma della lente di un filamento nel superammasso A222/A223, che collegava i due ammassi. Una notizia importante, proveniente dalla fisica delle particelle, è l'assenza di effetti SUSY negli esperimenti LHC, e se questo sarà confermato nei prossimi anni, uno dei candidati più promettenti di DM, il neutralino, dovrebbe essere sostituito da altro tipo di DM. La grande speranza riposta sui collider per rivelare accenni della "nuova fisica", è stata fino a questo momento tradita, ma LHC potrebbe dare risultati nuovi e

inaspettati. I collider danno un punto di vista diverso sulla DM rispetto agli esperimenti astrofisici, e allo stesso tempo potrebbero fornire le informazioni necessarie per rivelare la fisica alla base delle particelle DM. Allo stesso tempo, i collider non sono in grado di testare l'abbondanza della DM nell'universo o la sua stabilità cosmologica. Questo è il motivo per cui collider, le ricerche dirette e le ricerche indirette devono andare di pari passo. Il rilevamento diretto e indiretto della DM è migliorato molto negli ultimi anni. Come discusso in precedenza, c'era persino un reclamo di rilevamento di assioni, dopo essere stato smentito, e l'esperimento DAMA sostiene da un decennio di avere un segnale DM, anche questo non è mai stato confermato. Il telescopio spaziale Fermi, ha intanto studiato il centro galattico, MW dSphs, ammassi di galassie, l'IGRB, trovando possibili prove dell'esistenza di DM ma non alcuna certezza. La linea 511 MeV osservata diversi anni fa da INTEGRAL, a differenza di altri segnali, non è stata ancora compresa a pieno (SN Ia, Hipernovae, ecc.). Un importante miglioramento nella ricerca diretta sono i rivelatori di scala di tonnellate (ad esempio, ArDM). Questo tipo di rivelatori può testare i modelli DM più attraenti, incluso KK DM, che prima erano fuori portata. A parte i vincoli a SUSY da LHC, questi rivelatori potrebbero porre forti vincoli alla fisica su scala SUSY e/o TeV. Il prossimo passo, sarebbe il rilevamento delle WIMP e le conseguenti misurazioni precise della sua massa e delle sue interazioni.

# Appendice A

## A.1 Cold Dark Matter - CDM

In cosmologia, la materia oscura fredda (nota come CDM – Cold Dark Matter) è l'ipotetica forma di materia oscura formata da particelle lente, quindi fredde.

La teoria della CDM potrebbe essere una possibile spiegazione di come l'universo sia passato da una notevole omogeneità iniziale successiva al big bang, evidenziata dalla radiazione cosmica di fondo, all'attuale grande disomogeneità data da galassie, ammassi di galassie e superammassi, che ne caratterizzano la struttura a grande scala. Nella CDM la struttura cresce gerarchicamente con piccoli oggetti che collassano per primi accumulandosi progressivamente per comporre via via oggetti sempre più massicci. Al contrario nel paradigma della materia oscura calda, molto sostenuta nei primi anni ottanta, la struttura non si forma gerarchicamente, ma piuttosto dalla frammentazione di superammassi, formatisi per primi e successivamente spezzati in strutture più piccole come la nostra galassia, la Via Lattea. Le osservazioni astronomiche su larga scala non concordarono comunque con le previsioni della teoria, mentre le previsioni della CDM sono generalmente aderenti alle osservazioni. Ci sono però due importanti discrepanze che potrebbero compromettere la validità del paradigma della CDM: il problema della cuspidè degli aloni galattici (par. 2.2.1), per il quale le previsioni della CDM porterebbero a una curva di rotazione degli aloni galattici molto più “a picco” rispetto a quella osservata; il problema delle galassie nane (o problema del satellite, par 2.2.4), che deriva dal fatto che la CDM prevede la formazione di molte galassie nane della dimensione di un millesimo della Via Lattea, non ancora osservate. Entrambi questi problemi presentano diverse soluzioni proposte, alcune più promettenti. La CDM non prevede esattamente

quali siano le particelle che la compongono. Le candidate sono tre tipologie di particelle chiamate [84]:

- WIMPs – o Weakly Interacting Massive Particles (particelle massicce a debole interazione) che non interagiscono con la materia circostante ma che hanno una massa considerevole. Attualmente non si conoscono particelle che rispondono a tali requisiti e il loro studio richiede l'uso degli acceleratori di particelle.
- MACHOs – o Massive Compact Halo Objects (oggetti massicci e compatti dell'alone galattico) che possono essere oggetti condensati come i buchi neri, le stelle di neutroni e le nane bianche, oppure stelle molto deboli o oggetti non luminosi come pianeti. La loro ricerca consiste nel ricercare l'effetto di lente gravitazionale che questi oggetti produrrebbero.
- Assioni.

## A.2 Simulazione a N-corpi

In fisica e astronomia, una simulazione a N-corpi è una simulazione di un sistema dinamico di particelle, solitamente sotto l'influenza di forze fisiche, come la gravità. Le simulazioni a N-corpi sono strumenti ampiamente utilizzati in astrofisica, dall'investigazione della dinamica dei sistemi a pochi corpi come il sistema Terra-Luna-Sole alla comprensione dell'evoluzione della struttura su larga scala dell'universo [85]. Nella cosmologia fisica, le simulazioni di N-corpi vengono utilizzate per studiare i processi di formazione di strutture non lineari come i filamenti di galassie e gli aloni di galassie dall'influenza della materia oscura. Le simulazioni dirette a N-corpi vengono utilizzate per studiare l'evoluzione dinamica degli ammassi stellari.

## A.3 Alone Oscuro

Stando ai moderni modelli di fisica cosmologica, un alone oscuro, indicato anche come alone di materia oscura, è una componente fondamentale della struttura dell'Universo osservabile. Si tratta in particolare di un'ipotetica regione che si è disaccoppiata dal resto

della materia, barionica, durante l'espansione cosmica e che contiene materia gravitazionalmente legata ([86] e [87]). Un singolo alone di materia oscura contiene diverse masse di materia oscura virializzate, legate l'una all'altra per mezzo della gravità e conosciute come subaloni [88] e, negli attuali modelli cosmologici, come ad esempio il Modello  $\Lambda$ -CDM, sia gli aloni sia i subaloni possono contenere delle galassie. L'alone di materia oscura di una galassia, quindi, conterrebbe l'intero disco galattico, estendendosi ben oltre il bordo visibile della galassia [89]. Ciò nonostante gli aloni oscuri non sono mai stati osservati direttamente e la loro esistenza è stata solo dedotta osservando sia i loro effetti sul moto delle stelle e delle polveri presenti nelle galassie, sia il fenomeno della lente gravitazionale. Gli aloni oscuri giocano un ruolo molto importante negli attuali modelli di formazione ed evoluzione galattica; le teorie che cercano di spiegare la natura di tali aloni di materia oscura e che hanno fino ad oggi avuto un certo grado di successo includono [90] la materia oscura fredda (nota come CDM – Cold Dark Matter), la materia oscura tiepida (nota come WDM – Warm Dark Matter) e gli oggetti compatti massicci di alone (noti come MACHO, acronimo di MAAssive Compact Halo Object).

La presenza dell'alone di materia oscura è dedotta dagli effetti gravitazionali che questo ha sulle curve di rotazione delle galassie a spirale. Se all'interno dell'alone, di forma grossomodo sferica, non fosse presente una grande quantità di massa, la velocità di rotazione della galassia dovrebbe diminuire man mano che la distanza dal suo centro aumenta, così come la velocità orbitale dei pianeti di un sistema solare diminuisce con l'aumentare della distanza dal sole. Tuttavia, svolgendo osservazioni di galassie a spirale, e in particolare radio osservazioni della linea di emissione dell'idrogeno atomico (conosciuta come riga a 21 cm dell'idrogeno neutro o "riga HI"), si è notato che la curva di rotazione della quasi totalità delle galassie a spirale si appiattisce, e si è quindi giunti alla conclusione che la velocità di rotazione delle stelle attorno al centro galattico non diminuisce con l'aumentare della distanza da questo. L'assenza di qualsiasi tipo di materia visibile che possa spiegare simili osservazioni implica o la presenza di materia inosservabile, ossia oscura, come proposto da Ken Freeman nel 1970, in seguito alle osservazioni effettuate in particolare sulle galassie NGC 300 e M33, o l'incompletezza della teoria della relatività generale.

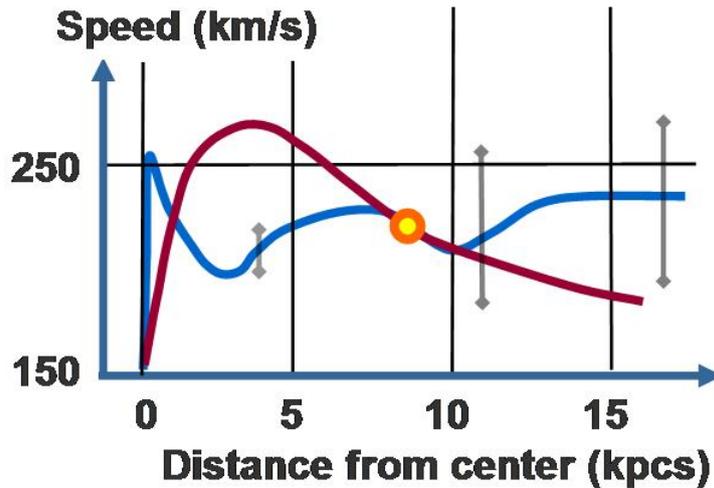


Figura A.1: Curva di rotazione galattica della Via Lattea. Sull'asse verticale è indicata la velocità di rotazione attorno al centro galattico mentre sull'asse orizzontale è indicata la distanza dal centro. Il sole è indicato con un pallino giallo, mentre la curva blu è quella relativa alla velocità di rotazione osservata e quella rossa è la curva predetta in base alla massa stellare e gassosa della galassia. La differenza tra le due curve è dovuta alla presenza della materia oscura o a un cambiamento della legge di gravitazione universale [91][92][93].

## A.4 Galassia a Disco

Una galassia a disco (disk galaxy) è una galassia caratterizzata da un disco galattico, un volume circolare appiattito di stelle. Queste galassie possono includere o meno una regione centrale non simile a un disco, cioè un rigonfiamento galattico (galactic bulge).

I tipi di galassie a disco includono:

- galassie a spirale;
- galassie a spirale non barrate (tipi S, SA);
- galassie a spirale barrata (tipo SB);
- galassie a spirale intermedie (tipo SAB);
- galassie lenticolari (tipi E8, S0, SA0, SB0, SAB0).

Le galassie che non sono a disco includono:

- galassie ellittiche (tipo dE);
- galassie irregolari (tipo dI).

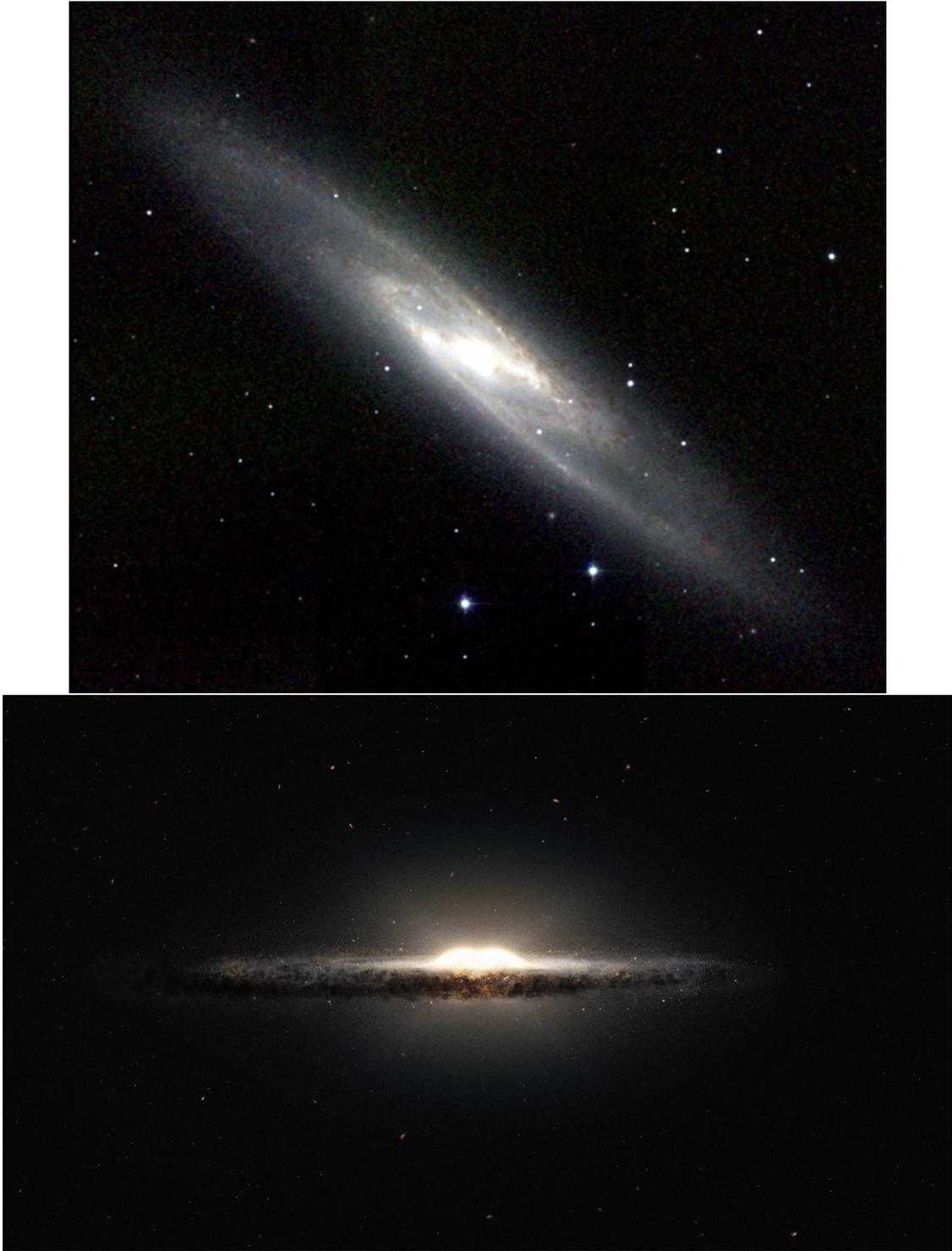


Figura A.2: In alto: La Galassia dello Scultore (NGC 253) è una galassia a disco In basso: Rappresentazione del rigonfiamento (bulge) centrale della Via Lattea.

## A.5 Parametro di Spin

Il momento angolare di una galassia,  $J$ , è comunemente espresso in termini del parametro di spin adimensionale  $\lambda = J\sqrt{|E|}/GM^{5/2}$ , dove  $E$  è l'energia interna (Peebles 1969). In pratica, il calcolo e la misurazione di questa quantità, in particolare l'energia, può essere ambigua. Ad esempio, non è ovvio come definire parametri di spin separati per la materia oscura e per i barioni. Inoltre, si introduce una dipendenza indesiderata nel profilo di densità dell'alone. Si introduce il parametro di spin modificato:

$$\lambda' = \frac{j}{\sqrt{2}V_{vir}R_{vir}} \quad (\text{A.1})$$

dove  $j = J/M$  è il momento angolare specifico. Questa quantità è più semplice da calcolare per ogni componente,  $\lambda'_{dm}$  e  $\lambda'_b$ , e non dipende esplicitamente dal profilo di densità dell'alone. Per un profilo di densità del tipo suggerito da Navarro et al. (1996, NFW)  $\lambda'$  è collegato a  $\lambda$  da:

$$\lambda' = \lambda f_c^{-1/2} \quad (\text{A.2})$$

dove il fattore  $f_c$  riflette la differenza tra l'energia di un alone NFW e di una sfera isoterma singolare troncata. Un'espressione per  $f_c$  in funzione della concentrazione dell'alone,  $c_{vir}$ , è data in Mo et al. (1998, equazione 22). Per un'alone NFW con  $c_{vir} = 4.5$  i valori dei due parametri di spin diventano uguali. Per gli aloni simulati, analogamente a  $\lambda$ , la distribuzione di  $\lambda'$  è ben fittata dalla funzione seguente:

$$P(\lambda')d\lambda' = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_\lambda^2}} \exp\left(-\frac{\ln^2(\frac{\lambda'}{\lambda_0})}{\sqrt{2\sigma_\lambda^2}}\right) \frac{d\lambda'}{\lambda'} \quad (\text{A.3})$$

con  $\lambda'_0 \simeq 0.035$  (rispetto a  $\lambda_0 \simeq 0.042$ ) e  $\sigma_\lambda \simeq 0.5$  [94].

# Bibliografia

- [1] Elements of General Relativity-Roberto Casadio
- [2] The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of LMC Observations
- [3] Distribution Of Dark Matter In The Spiral Galaxy NGC 3198 T. S. van Aleada, J. N. Bahcall, K. Begeman, and R. Sanscisi
- [4] William J.Kaufmann. "Le Nuove Frontiere Dell'Astronomia" cosmologia e teoria della relatività generale., Sansoni Editore, 1980 G.C. Sansoni Nuova S.p.A. Firenze, p. cap. 15. pagg. 247-260
- [5] A Whiff of Dark Matter on the ISS - NASA Science
- [6] Navarro, Julio F., Frenk, Carlos S. e White, Simon D. M., The Structure of Cold Dark Matter Halos, in The Astrophysical Journal, vol. 462, 10 maggio 1996, p. 563, Bibcode:1996ApJ...462..563N, DOI:10.1086/177173, arXiv:astro-ph/9508025
- [7] Gianfranco Bertone, Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches, Cambridge University Press, 2010, p. 762, ISBN 978-0-521-76368-4
- [8] Tommaso Favalli, 5.2.1 - Modello di alone NFW (PDF), in Aloni di Materia Oscura nelle Galassie Nane, Università degli Studi di Firenze, 2012, p. 23
- [9] Y. P. Jing, The Density Profile of Equilibrium and Nonequilibrium Dark Matter Halos, in The Astrophysical Journal, vol. 535, n. 1, 20 maggio 2000, pp. 30-36, Bibcode:2000ApJ...535...30J, DOI:10.1086/308809, arXiv:astro-ph/9901340
- [10] Klypin, Anatoly, Zhao, HongSheng e Somerville, Rachel S., CDM-based Models for the Milky Way and M31. I. Dynamical Models, in The Astrophysical

- Journal, vol. 573, n. 2, 10 July 2002, pp. 597-613, Bibcode:2002ApJ...573..597K, DOI:10.1086/340656, arXiv:astro-ph/0110390
- [11] W. J. G. de Blok, Stacy S. McGaugh e Vera C. Rubin, High-Resolution Rotation Curves of Low Surface Brightness Galaxies. II. Mass Models, in *The Astronomical Journal*, vol. 122, 2 novembre 2001, pp. 2396-2427, Bibcode:2001AJ....122.2396D, DOI:10.1086/323450, ISSN 0004-6256 (WC · ACNP)
- [12] Rachel Kuzio de Naray e Tobias Kaufmann, Recovering cores and cusps in dark matter haloes using mock velocity field observations, in *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 414, 2 luglio 2011, pp. 3617-3626, Bibcode:2011MNRAS.414.3617K
- [13] Moore B., Governato F., Quinn T., Stadel J., Lake G., 1998, *ApJ*, 499, L5
- [14] Fukushige, T., Makino, J. 2001, *ApJ*, 557, 533
- [15] Jing, Y. P., Suto, Y. 2000, *ApJ*, 529, L69
- [16] A. Del Popolo, *MNRAS* 408, 1808 (2010)
- [17] A. Del Popolo, *JCAP* 07, 014 (2011)
- [18] Stadel J., Potter D., Moore B., Diemand J., Madau P., Zemp M., Kuhlen M., Quilis V., 2009, *MNRAS*, 398, 21
- [19] Navarro J. F. et al., 2010, *MNRAS*, 402, 21
- [20] Gentile, G., Salucci, P., Klein, U., Vergani, D., Kalberla, P. 2004, *MNRAS*, 351, 903
- [21] Gentile, G., Tonini, C., Salucci, P. 2007b, *MNRAS*, 378, 41
- [22] Non-Baryonic Dark Matter in Cosmology-A. Del Popolo
- [23] van den Bosch, F. C., Abel, T., Croft, R. A. C., Hernquist, L., White, S. D. M. 2002, *ApJ*, 576, 21
- [24] Williams, L. L. R., Babul, A., Dalcanton, J. J. 2004, *ApJ*, 604, 18

- [25] de Blok W. J. G., Walter F., Brinks E., Trachternach C., S. H., Kennicutt R. C., *AJ*, 136, 2648 (2008)
- [26] J. D. Simon, A. D. Bolatto, A. Leroy, and L. Blitz, *The Astrophysical Journal*, 621, 757-776, 2005
- [27] El-Zant, A., Hoffman, Y., Primack, J., Combes, F., Shlosman, I. 2004, *ApJ*, 607, 75
- [28] David J. Sand , Tommaso Treu ,1,2 Graham P. Smith , and Richard S. Ellis , *The Astrophysical Journal*, 604:88-107, 2004
- [29] Donnaruma, A., et al., 2011, arXiv:1002.1625
- [30] Miguel Pato, Oscar Agertz, Gianfranco Bertone, Ben Moore, and Romain Teyssier 1006.1322v2
- [31] Fabio Iocco, Miguel Pato, Gianfranco Bertone, and Philippe Jetzer, arXiv:1107.5810v2
- [32] R. Fusco-Femiano, J. P. Hu63ghes, *ApJ* 429, 545 (1994)
- [33] S. Smith, *ApJ*, 83, 23 (1936)
- [34] Intervista all’astrofisico Gianfranco Gentile
- [35] Lovell, Mark; et al. (March 2012). ”The haloes of bright satellite galaxies in a warm dark matter universe”. *MNRAS*. 420
- [36] [90]Elbert, Oliver; et al. (October 2015). ”Core formation in dwarf haloes with self-interacting dark matter: no fine-tuning necessary”. *MNRAS*. 453 (1): 29–37
- [37] Runstedtler, Allan (November 2018). ”A model for the mass and distribution of particles in dark matter halos”. *Canadian Journal of Physics*. 96 (11): 1178–1182
- [38] McGaugh, S.S.; Barker, M.K.; de Blok, W.J.G. (Feb 20, 2003). ”A limit on the cosmological mass density and power spectrum from the rotation curves of low surface brightness galaxies”. *The Astrophysical Journal*. 584 (2): 566–576

- [39] Valenzuela, O.; Rhee, G.; Klypin, A.; Governato, F., Stinson, G.; Quinn, T.; Wadsley, J. (Feb 20, 2007). "Is There Evidence for Flat Cores in the Halos of Dwarf Galaxies? The Case of NGC 3109 and NGC 6822". *The Astrophysical Journal*
- [40] Governato, F.; Brook, C.; Mayer, L.; Brooks, A., Rhee, G.; Jonsson, P.; Willman, B.; Stinson, G.; Quinn, T.; Madau, P. (Jan 20, 2010). "Bulgeless dwarf galaxies and dark matter cores from supernova-driven outflows". *Nature*. 463 (7278): 203–206
- [41] Fall S. M., Efstathiou G., 1980, *MNRAS*, 193, 189
- [42] Dark Halo And Disk Galaxy Scaling Laws In Hierarchy Universes Julio F. Navarro and Matthias Steinmetz
- [43] Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Flores, R., Primack, J. R. 1986, *ApJ*, 301, 27
- [44] Mo H. J., Mao S., White S. D. M., 1998, *MNRAS*, 295, 319
- [45] van den Bosch F. C., 1998, *ApJ*, 507, 601
- [46] van den Bosch, C. F., *ApJ* 2000, 530, 177
- [47] A. H. Maller A. Dekel (2002) astro-ph/0201187
- [48] A. H. Maller A. Dekel (2002) astro-ph/
- [49] A. M. Brooks, M. Kuhlen, A. Zolotov, D. Hooper, arxiv: 1209.5394
- [50] Zolotov, A., et al. 2012, arXiv:1207.0007v3
- [51] B. Moore, S. Ghigna, F. Governato, G. Lake, T. Quinn, J. Stadel, P. Tozzi, arXiv:astro-ph/9907411v1
- [52] Mateo, M. 1998, *ARAA*, 36, 435
- [53] Binggeli, B., Sandage, A., Tammann, G. A. 1985, *AJ*, 90, 1681
- [54] L. E. Strigari, J. S. Bullock, M. Kaplinghat, J. Diemand, M. Kuhlen, P. Madau, arxiv: 0704.1817
- [55] P. Madau, J. Diemand, M. Kuhlen, arxiv:0802.2265

- [56] J. D. Simon, M. Geha arxiv: 0706.0516 (2007)
- [57] Boylan-Kolchin, M., Bullock, J. S., Kaplinghat, M. 2012, MNRAS, 422, 1203
- [58] A. M. Brooks, M. Kuhlen, A. Zolotov, D. Hooper, arxiv: 1209.5394
- [59] Jaan Einasto, Kinematics and dynamics of stellar systems, in Trudy Inst. Astrofiz. Alma-Ata, vol. 5, n. 87, 1965
- [60] J. Einasto e U. Haud, Galactic models with massive corona. I - Method. II - Galaxy, in Astron. Astrophys, vol. 223, n. 89, 1989. URL consultato il 17 giugno 2020
- [61] Ines Francesca Giudice, Il disco (PDF), in Simulazione di osservazioni di WFIRST tramite il modello di Besançon della Via Lattea, Università degli Studi di Salerno, 2019
- [62] David Merritt et al., Empirical Models for Dark Matter Halos. I. Nonparametric construction of density profiles and comparison with parametric models, in The Astronomical Journal, vol. 132, n. 6, 2006, pp. 2685-2700
- [63] Antonio Giannicola Colangiulo, Profili di densità dell'alone di materia oscura
- [64] Jens Hjorth et al., Non-Universality of dark-matter halos: cusps, cores, and the central potential
- [65] J. L. Sérsic, Influence of the atmospheric and instrumental dispersion on the brightness distribution in a galaxy, in Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia, vol. 6, 1963, p. 41
- [66] C. Caon, M. Capaccioli e M. D'Onofrio, On the Shape of the Light Profiles of Early Type Galaxies, in Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 265, 4/DEC15, dicembre 1993, p. 1013
- [67] C. Young e M. Currie, A New Extragalactic Distance Indicator Based on the Surface Brightness Profiles of Dwarf Elliptical Galaxies, in Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 268, 1/MAY1, maggio 1994, pp. L11

- [68] Le galassie - Lezione 4 (PDF), su [arcetri.astro.it](http://arcetri.astro.it), Università degli Studi di Firenze, p. 3
- [69] L. Ciotti, Stellar systems following the  $R \propto 1/m$  luminosity law, in *Astronomy and Astrophysics*, vol. 249, n. 1, settembre 1991, pp. 99-106
- [70] A. van der Wel, The morphology-density relation: a constant of nature, in *Formation and Evolution of Galaxy Bulges*, Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium, vol. 245, luglio 2008, pp. 59-62
- [71] A. W. Graham e S. P. Driver, A Log-Quadratic Relation for Predicting Supermassive Black Hole Masses from the Host Bulge Sérsic Index, in *The Astrophysical Journal*, vol. 655, n. 1, gennaio 2007, pp. 77-87
- [72] D. Merritt et al., A Universal Density Profile for Dark and Luminous Matter?, in *The Astrophysical Journal*, vol. 624, n. 2, maggio 2005, pp. L85-L88. URL consultato il 4 gennaio 2017
- [73] D. Merritt et al., Empirical Models for Dark Matter Halos. III. Nonparametric Construction of Density Profiles and Comparison with Parametric Models, in *The Astronomical Journal*, vol. 132, n. 6, dicembre 2006, pp. 2685-2700
- [74] A. W. Graham et al., A New Empirical Model for the Structural Analysis of Early-Type Galaxies, and A Critical Review of the Nuker Model, in *The Astronomical Journal*, vol. 125, n. 6, giugno 2003, pp. 2951-2963
- [75] I. Trujillo et al., Evidence for a New Elliptical-Galaxy Paradigm: Sérsic and Core Galaxies, in *The Astronomical Journal*, vol. 127, n. 4
- [76] A. W. Graham e B. Terzić, Density-potential pairs for spherical stellar systems with Sérsic light profiles and (optional) power-law cores, in *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 362, n. 1, settembre 2005, pp. 197-212
- [77] A. W. Graham e R. Guzmán, HST Photometry of Dwarf Elliptical Galaxies in Coma, in *The Astronomical Journal*, vol. 125, n. 6, giugno 2003, pp. 2936-2950. URL consultato il 4 gennaio 2017

- [78] P. Cote et al., The ACS Virgo Cluster Survey. VIII. The Nuclei of Early-Type Galaxies, in *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 165, n. 1, luglio 2006, pp. 57-94
- [79] The cored distribution of dark matter in spiral galaxies G. Gentile, P. Salucci, U. Klein, D. Vergani, and P. Kalberla
- [80] Dark halo properties from rotation curves Raul Jimenez, Licia Verde, and S. Peng Oh
- [81] T. Wong, L. Blitz, *ApJ* 569, 157 (2002)
- [82] Gentile, G., Salucci, P., Klein, U., Vergani, D., Kalberla, P. 2004, *MNRAS*, 351, 903
- [83] S-H. Oh, C. Brook, F. Governato, E. Brinks, L. Mayer, W. J. G. de Blok ,A. Brooks, F. Walter, *AJ*, 142, 24, (2010)
- [84] Materia oscura fredda, su *Enciclopedia Britannica*
- [85] Trenti, Michele; Hut, Piet (2008). "N-body simulations (gravitational)". *Scholarpedia*. 3 (5): 3930
- [86] Risa Wechsler e Jeremy Tinker, The Connection between Galaxies and their Dark Matter Halos, in *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 56, Settembre 2018, pp. 435-487, DOI:10.1146/annurev-astro-081817-051756, arXiv:1804.03097. URL consultato il 20 giugno 2020. Federico Biondi, Formazione di aloni di materia oscura: modelli a confronto
- [87] Risa Wechsler e Jeremy Tinker, The Connection between Galaxies and their Dark Matter Halos, in *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 56, Settembre 2018, pp. 435-487, DOI:10.1146/annurev-astro-081817-051756, arXiv:1804.03097. URL consultato il 20 giugno 2020. Federico Biondi, Formazione di aloni di materia oscura: modelli a confronto
- [88] Benedetta Spina, *Alternative Cosmologiche alla Materia Oscura*, Università degli Studi di Padova, 2018

- [89] Houjun Mo, Frank van den Bosch e Simon White, *Galaxy Formation and Evolution*, Cambridge University Press, 2010, pp. 97-98
- [90] Risa Wechsler e Jeremy Tinker, *The Connection between Galaxies and their Dark Matter Halos*, in *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 56, Settembre 2018, pp. 435-487, DOI:10.1146/annurev-astro-081817-051756, arXiv:1804.03097
- [91] Peter Schneider, *Extragalactic Astronomy and Cosmology*, Springer, 2006, p. 4, Figure 1.4, ISBN 978-3-540-33174-2.
- [92] Theo Koupelis e Karl F. Kuhn, *In Quest of the Universe*, Jones Bartlett Publishers, 2007, p. 492, ISBN 978-0-7637-4387-1
- [93] Mark H. Jones, Robert J. Lambourne e David John Adams, *An Introduction to Galaxies and Cosmology*, Cambridge University Press, 2004, p. 21; Figure 1.13
- [94] A. H. Maller A. Dekel (2002) astro-ph/0201187