



**Università degli Studi di Padova**

---

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"  
Corso di Laurea Triennale in Astronomia

Tesi di laurea triennale

**Studio su materia oscura e MOND  
in UGC 2885**

Candidato:

**Andrea Cottinelli**

Matricola 1097817

Relatore:

**Prof. Alessandro Pizzella**

---

**Anno Accademico 2017–2018**



*Due cose riempiono l'animo di ammirazione  
e venerazione sempre nuova e crescente,  
quanto più spesso e più a lungo  
la riflessione si occupa di esse:  
il cielo stellato sopra di me,  
e la legge morale in me.*  
Immanuel Kant



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Problema della massa mancante</b>	<b>3</b>
1.1 Cenni generali . . . . .	3
1.2 Osservazioni galattiche . . . . .	4
1.3 Questioni cosmologiche . . . . .	6
<b>2 Materia Oscura</b>	<b>9</b>
2.1 Ipotesi sulla natura della materia oscura . . . . .	9
2.2 Forma degli aloni . . . . .	11
2.3 Curve di velocità . . . . .	13
2.4 Problemi . . . . .	14
<b>3 MOND</b>	<b>17</b>
3.1 Introduzione . . . . .	17
3.2 Risultati e previsioni . . . . .	18
3.3 Coerenza con la relatività generale . . . . .	22
3.4 Problemi . . . . .	22
<b>4 Decomposizione di UGC 2885</b>	<b>27</b>
4.1 UGC 2885 . . . . .	27
4.2 Raccolta dati . . . . .	28
4.3 Decomposizione fotometrica . . . . .	32
4.4 Decomposizione Materia Oscura . . . . .	33
4.5 Decomposizione MOND . . . . .	35

<b>5</b>	<b>Discussione</b>	<b>39</b>
5.1	Confronto sul metodo . . . . .	39
5.2	Confronto risultati . . . . .	42
5.3	Cosa dice l'universo? . . . . .	42
5.4	Problema della dignità . . . . .	46
<b>6</b>	<b>Conclusioni e Prospettive</b>	<b>49</b>
6.1	Conclusioni . . . . .	49
6.2	Prospettive future . . . . .	49
	<b>Bibliografia</b>	<b>51</b>

# Introduzione

Il seguente lavoro ha come obiettivo lo studio e il confronto di due modelli astrofisici per la decomposizione delle curve di velocità delle galassie: il modello  $\Lambda$ CDM ( $\Lambda$  - Cold Dark Matter), che tiene conto della presenza di aloni di materia oscura, e il modello MOND (MOdified Newtonian Dynamics) che invece introduce una correzione alla dinamica newtoniana nel limite di campo gravitazionale debole. Dopo una prima parte di introduzione teorica, i due modelli verranno applicati al caso specifico della galassia a spirale UGC 2885.

Nel capitolo **1** verranno mostrate le osservazioni astrofisiche e cosmologiche legate al problema della massa mancante.

Nel capitolo **2** verranno espone le ipotesi che sono state fatte sulla natura particellare della materia oscura, i modelli sviluppati per definire la forma degli aloni e come questi vengano poi applicati nella decomposizione delle curve di velocità. Si vedranno poi le criticità che presenta il modello  $\Lambda$ CDM e come queste abbiano portato alla ricerca di vie alternative.

Nel capitolo **3** verrà presentato il modello MOND, si mostreranno i suoi principi basilari e il suo formalismo, si mostrerà che alcune relazioni fondamentali delle galassie possano essere viste come conseguenza diretta del modello e si presenteranno alcuni problemi che ancora devono essere risolti.

Nel capitolo **4** si procederà ad applicare quanto visto al caso della galassia UGC 2885. La galassia verrà presentata dal punto di vista morfologico, verranno illustrati il procedimento di raccolta dei dati e gli strumenti utilizzati, si procederà alla decomposizione fotometrica e alla decomposizione della curva di velocità utilizzando entrambi i modelli.

Nel capitolo **5** verrà fatto un confronto tra i metodi dal punto di vista metodologico e storico e verranno confrontati i risultati ottenuti dall'analisi dati.

Infine nel capitolo **6** verranno tratte alcune conclusioni da quanto detto nei capitoli precedenti e verranno presentate le direzioni da seguire per portare avanti il confronto tra i due modelli.





# Capitolo 1

## Problema della massa mancante

### 1.1 Cenni generali

Quando si cerca di stimare la massa di un sistema stellare nella maggior parte dei casi si incorre in un grosso problema: la massa totale dell'oggetto può variare molto in base al metodo che si sta utilizzando. In particolare questa variazione, o meglio discrepanza, diventa evidente se si parte dalla fotometria dell'oggetto o dalla sua dinamica. La massa per così dire fotometrica, risulta sempre essere inferiore a quella stimata per via dinamica e la differenza può diventare molto consistente ad esempio nelle galassie a spirale o in quelle nane. Poiché la massa visibile rappresenta il limite inferiore della massa totale è sorta la necessità di introdurre una nuova componente della materia, invisibile e interagente solo a livello gravitazionale con la materia ordinaria.

La relazione tra la massa totale di una galassia e la luce che essa emette è espressa dal rapporto  $M/L$  che indica, quando espresso in unità solari, il numero di masse solari presenti in un oggetto per unità di luminosità solari. Ci si aspetta quindi che questo rapporto si aggiri intorno all'unità per galassie e ammassi stellari composti prevalentemente da stelle di tipo solare. Quando negli anni '30 Zwicky trovò un rapporto  $M/L \approx 500M_{\odot}/L_{\odot}$  studiando gli ammassi della Vergine e della Chioma di Berenice ipotizzò per la prima volta la presenza di una gran quantità di materia nascosta. Il problema della discrepanza dunque era conosciuto già negli anni '40, anche se fu solo dagli anni '70 che la comunità scientifica incominciò ad affrontarlo sistematicamente raccogliendo nuove prove osservative, creando modelli cosmologici e iniziando a indagare sulla natura particellare di questo nuovo tipo di materia. Quella che all'inizio era chiamata *Hidden Mass Hypothesis* venne inserita sotto forma di materia oscura nel più ampio modello standard della cosmologia ( $\Lambda$ CDM). Per risolvere il problema della massa mancante nac-

quero in parallelo teorie alternative che puntavano a modificare la dinamica newtoniana. Tra queste negli anni '80 venne proposta MOND.

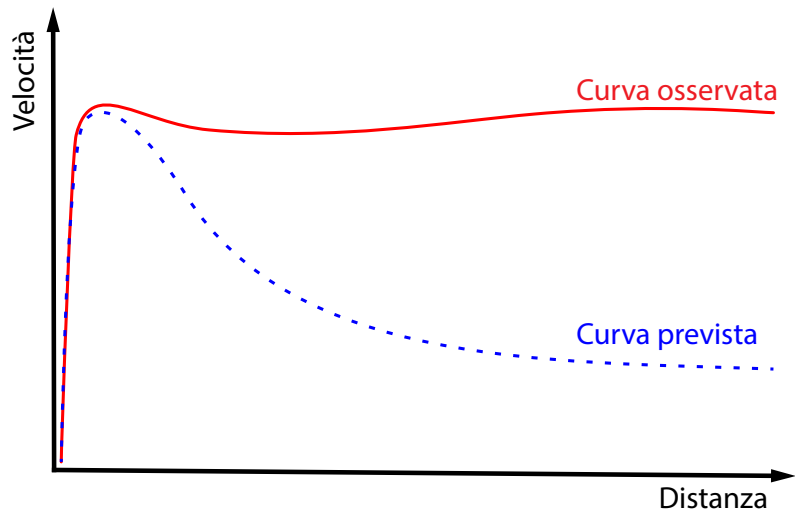
## 1.2 Osservazioni galattiche

### Curve di velocità

Su scala galattica il problema astrofisico principale che richiede un surplus di materia è quello delle curve di velocità. Sfruttando l'effetto doppler sulle righe di emissione di una galassia si può abbastanza facilmente misurare la velocità di rotazione di quest'ultima in funzione del raggio. Come si può vedere dallo schema in figura 1.1, mentre nei pressi del nucleo la curva di velocità di una tipica galassia a spirale può essere spiegata da una legge newtoniana dovuta a un disco ed eventualmente a un bulge, man mano che ci si allontana dal centro, la curva osservata si discosta dalle previsioni tendendo un valore costante, ovvero dando vita al cosiddetto *tratto piatto*. Tale comportamento è in contraddizione con la dinamica newtoniana che dovrebbe approssimare un andamento kepleriano a grandi distanze dal centro di massa.

### Lenti gravitazionali

Un altro fenomeno che rende necessaria l'introduzione di materia aggiuntiva è quello delle lenti gravitazionali. Il fenomeno, previsto da A. Einstein già nel 1913, consiste nella deviazione della radiazione elettromagnetica a causa della curvatura dello spaziotempo in presenza di un campo gravitazionale sufficientemente forte. Nel 1919 A. Eddington e F. W. Dyson osservarono per la prima volta la variazione di posizione di una stella dovuta alla presenza del sole. Al 1979 risale invece la prima prova su scala galattica: lo studio di due quasar che si pensava appartenere a un sistema binario rivelò che i due oggetti in realtà erano una doppia immagine della stessa sorgente dovuta alla presenza della galassia lente YGKOW G1 (Walsh, Carswell e Weymann 1979). Maggiore è la massa maggiore è l'effetto lente, che nel caso di grandi ammassi può riferirsi a una molteplicità di oggetti, come si può vedere in figura 1.2. La lente permette di osservare sorgenti molto lontane e molto deboli poiché ne amplifica il segnale e di comprendere le caratteristiche dell'oggetto lente studiando le distorsioni della sorgente. Infatti l'ampiezza angolare che l'osservatore percepisce, detta *angolo di Einstein* è legata alla distanza tra lente e osservatore  $D_L$  e tra lente e sorgente  $D_{SL}$ . Nel caso più semplice, ovvero quando la lente viene considerata puntiforme e in perfetto



**Figura 1.1:** Illustrazione della discrepanza tra curva prevista dalla dinamica newtoniana (in blu) e quanto effettivamente osservato (in rosso) nel caso di una tipica galassia a spirale.



**Figura 1.2:** L'ammasso Abell 2218, fotografato con HST da Andrew Fruchter et al.

allineamento con la linea di vista, tale relazione è espressa da:

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2}} \sqrt{\frac{D_{SL}}{D_L(D_{SL} + D_L)}}$$

Come si può vedere, una volta note le distanze di lente e sorgente si può facilmente ricostruire la distribuzione della massa  $M(r)$  della lente e verificare che questa non corrisponde con la massa ottenuta per via fotometrica. In alcuni casi studiando l'effetto di una lente su un grande numero di oggetti si osserva che la distribuzione del potenziale gravitazionale non coincide con quella della materia barionica, oltre che a non rispecchiarne la quantità.

Oltre alle vere e proprie lenti esiste un fenomeno simile ma più diffuso, detto di *weak lensing*, ovvero una serie di piccole distorsioni dell'immagine di un oggetto del profondo cielo dovute alla distribuzione non omogenea della massa lungo il percorso dei fronti d'onda. Anche questo effetto può essere utilizzato per studiare la distribuzione e la quantità della massa tra sorgente e osservatore.

### **Ammassi di Galassie**

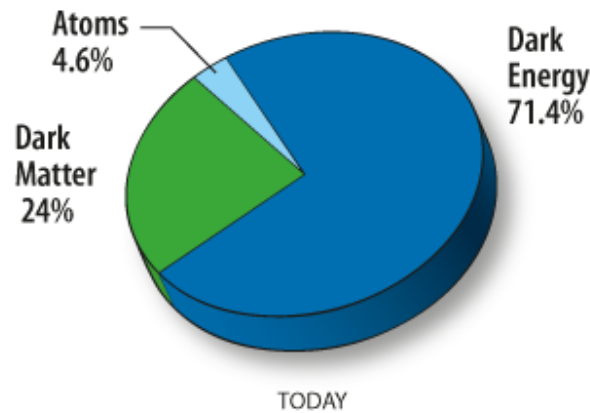
Gli ammassi sono fondamentali nello studio del problema della massa mancante perché la loro massa totale può essere studiata in tre diversi modi:

- dalla dispersione di velocità delle galassie al suo interno,
- dall'emissione X proveniente dal gas caldo presente nell'ammasso. Lo spettro e il flusso danno una misura della temperatura del gas, da cui si deriva la pressione che se si assume in equilibrio con la gravità da informazioni sulla distribuzione di massa,
- tramite effetti di *lensing* su oggetti lontani.

Questi tre metodi combinati permettono di dare limiti precisi alle quantità di materia negli ammassi e di quantificare la massa mancante.

## **1.3 Questioni cosmologiche**

Poiché le questioni cosmologiche che verranno presentate in seguito fanno riferimento al modello  $\Lambda$ CDM, che fonda le sue basi sulla *Cold Dark Matter*, verrà chiamata materia oscura quella che finora è stata definita come massa mancante o massa nascosta per cercare di mantenere una certa neutralità tra i modelli.



**Figura 1.3:** Rapporto tra energia oscura, materia oscura e materia barionica dell'universo calcolata a partire dalle misure di WMAP (NASA 2013).

### Radiazione cosmica di fondo

La radiazione cosmica di fondo, per brevità CMB (*Cosmic Microwave Background*), è ciò che resta della prima luce dell'universo quando 380.000 anni dopo il Big Bang l'espansione fece decrescere la densità della materia al punto che i fotoni furono liberi di muoversi per la prima volta. Questa fase è detta epoca della ricombinazione poiché in quel momento si combinarono per la prima volta protoni, elettroni e neutroni. La radiazione emessa dalla ricombinazione è pressoché uniforme e omogenea a meno di piccolissime variazioni dell'ordine di una parte su 10.000. Prima di ciò la materia barionica era completamente ionizzata e interagiva continuamente con la radiazione tramite scattering di Thomson, la materia oscura invece influiva sui fotoni solo tramite buche di potenziale gravitazionale e attraverso gli effetti sulla materia barionica. Quindi i due tipi di materia devono aver lasciato due impronte ben diverse nella CMB. Una mappatura sempre più precisa delle anisotropie ha permesso di ricavare il contributo dei vari elementi che compongono l'universo. Ad oggi i dati migliori sono stati ottenuti con la missione Planck, che dal 2013 ha migliorato la precisione e l'accuratezza dei dati di WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*). Ciò che risulta dalle misure della CMB è un universo composto al 70% da energia oscura, al 25% da materia oscura e solo dal 5% da materia barionica (cfr. figura 1.3). Si deve quindi ammettere che solo una piccolissima frazione dell'universo segue le leggi della fisica che conosciamo.

### Formazione delle strutture

Le equazioni di Friedmann della relatività generale descrivono un universo pressoché omogeneo nel periodo immediatamente successivo al Big Bang. Con il trascorrere del tempo piccolissime disomogeneità iniziarono ad amplificarsi fino a causare il collasso della materia in ammassi, galassie e stelle. Poiché però nell'universo primordiale, ovvero fino all'età dell'uguaglianza, la radiazione era dominante, le perturbazioni di densità della materia avrebbero dovuto essere smorzate e cancellate a causa della forte interazione barioni-radiazione. Quindi se l'universo fosse stato composto unicamente da materia ordinaria non ci sarebbe stato sufficiente tempo per la formazione delle strutture. Bisogna invece richiedere la presenza di materia aggiuntiva che non sia interagente con la radiazione per accelerare il processo di formazione delle strutture permettendo con la creazione di buche di potenziale gravitazionale più profonde l'amplificazione delle perturbazioni.

### Espansione accelerata

Numerosi studi sulle Supernovae Ia hanno permesso di dimostrare l'espansione accelerata dell'universo usando misurazioni della distanza unite alla costante di Hubble  $H$ . Tale espansione accelerata è imputata all'energia oscura, di cui ancora non si conosce bene la natura, che agisce come forza contraria alla gravità. Dal momento che le osservazioni ci suggeriscono un universo essenzialmente piatto ci si aspetta che la densità totale di massa-energia dell'universo sia  $\Omega_{tot} = 1$ . Poiché la densità dell'energia oscura misurata vale  $\Omega_{\Lambda} \approx 0.690$ , quella della materia barionica vale  $\Omega_{bar} = 0.0482$  e la densità di radiazione è trascurabile nell'universo attuale, resta un  $\Omega_{dm} = 0.258$  imputabile alla materia oscura. La stima delle percentuali fatta in questo modo è concorde con quanto detto nel paragrafo precedente.

É evidente che quindi ci sia un problema astrofisico piuttosto ingombrante, ovvero che circa l'80% del potenziale gravitazionale dell'universo è generato da un qualcosa del tutto sconosciuto o in un modo altrettanto sconosciuto.

# Capitolo 2

## Materia Oscura

### 2.1 Ipotesi sulla natura della materia oscura

#### Materia barionica non visibile

Le prime ipotesi per risolvere il problema della discrepanza tra massa fotometrica e massa dinamica presero in considerazione grosse quantità di materia barionica non visibile. I candidati principali sono stati i MACHO (*MAssive Compact Halo Objects*), ovvero piccoli oggetti massicci come nane brune, pianeti di tipo gioviano e buchi neri fino a 100 masse solari. Nel 2000 però il MACHO project, che puntava ad analizzare i fenomeni di *microlensing* nella Grande Nube di Magellano, ha mostrato che tali oggetti possono contribuire solo per il 10 – 20% della massa mancante (Alcock et al. 2000). Studi successivi, come ad esempio EROS - 2, hanno ridimensionato la stima escludendo la possibilità di un contributo significativo dei MACHO (Tisserand et al. 2007). Ad ogni modo la materia barionica non visibile va tenuta in considerazione, a maggior ragione se si studiano grandi strutture. Ad esempio l'osservazione degli ammassi nel dominio X ha rivelato grandissime nubi di gas caldo capaci di contribuire in modo non trascurabile alla massa dell'ammasso, ridimensionando quindi il contributo della materia oscura in tali strutture.

#### Classificazione della materia oscura non barionica

Le ipotesi sulla natura della materia oscura non barionica si dividono in tre grandi famiglie: la *Hot Dark Matter*, la *Cold Dark Matter* e la *Warm Dark Matter*. La distinzione sta nello stato che la materia oscura avrebbe nel momento dell'inizio della formazione delle galassie. La materia oscura calda è formata da particelle leggere e relativistiche, la materia oscura fredda è

invece costituita da particelle pesanti e non relativistiche. Fra le due si pone la materia oscura tiepida, che dovrebbe risolvere i problemi di entrambe, infatti la materia oscura calda non permetterebbe la formazione di strutture di scala inferiore ad ammassi e superammassi in tempi coerenti con l'età dell'universo mentre invece le particelle pesanti non barioniche non sono state ancora osservate. Inoltre bisogna tener presente che qualunque sia la natura della materia oscura, le sue particelle devono avere una stabilità piuttosto duratura, se non addirittura infinita, per far sì che essa sia sopravvissuta fino ad oggi.

### Candidati scenario freddo

Tutte le particelle facenti parte dello scenario freddo sono raccolte sotto il nome di *WIMPs* (Weakly Interacting Mass Particles). Poiché non relativistiche queste particelle possono assumere masse consistenti e non hanno quindi la necessità di avere densità numeriche elevatissime. La Supersimmetria, una delle ipotesi più accreditate come sviluppo del Modello Standard, prevede la presenza di particelle compagne e simmetriche per ogni particella del modello standard, le più leggere di queste, a causa della loro stabilità potrebbero essere delle buone candidate.

Un'altra famosa proposta è quella che vede l'assione come particella costituente della materia oscura. Tale particella nasce dalla necessità di giustificare la non rottura della simmetria CP nell'interazione forte. Essendo una particella stabile e che può essersi generata nelle prime fasi del Big Bang risulterebbe un candidato ideale.

### Candidati scenario caldo

Lo scenario caldo, che sembrava escluso dal dibattito poiché non considerato in grado di spiegare la formazione delle galassie e delle strutture minori, sta venendo rivalutato a causa di alcune nuove osservazioni e ipotesi sui neutrini. I neutrini sono particelle molto leggere (masse dell'ordine di circa 1 eV) e sono le uniche particelle ad essere sufficientemente leggere da potersi muovere a velocità relativistiche, abbastanza numerose da avere effetti rilevanti a livello cosmologico, stabili e poco interagenti da garantire la propria sopravvivenza in tempi scala pari all'età dell'universo. Mentre in neutrini classici (muonici, tauonici ed elettronici) interagiscono tramite interazione debole e gravità è stata avanzata l'ipotesi di un nuovo tipo di neutrino, detto neutrino sterile, con massa di circa 1 keV che interagirebbe solo gravitazionalmente. Queste ipotesi seguono alcune osservazioni di emissioni X da galassie e ammassi lontani che avrebbero origine dall'annichilazione dei suddetti neutrini (Brdar



et al. 2017). Resta da confermare l'origine di queste emissioni e da capire come giustificare la formazione delle galassie.

### Altri candidati

Ci sono infine altre proposte da tenere in considerazione. Ad esempio Drexler suggerisce la presenza di protoni ultrarelativistici intrappolati dal campo magnetico galattico anche se alcune considerazioni energetiche tendono ad escludere questa possibilità. Altre proposte escluse riguardavano vecchie nane bianche, stelle di neutroni, buchi neri di massa stellare, idrogeno solido, dense nubi molecolari e stelle di bosoni.

Una recente ipotesi pone invece l'accento sui buchi neri primordiali. Questi buchi neri di massa intermedia e sublunare potrebbero essere in grado di spiegare il deficit di massa se solo la loro densità numerica fosse sufficientemente alta (Arun, Gudennavar e Sivaram 2017).

## 2.2 Forma degli aloni

Poiché l'applicazione ultima di questo discorso nel corrente lavoro è di tipo astrofisico e riguarda la decomposizione delle curve di velocità delle galassie, da qui in poi ci soffermeremo maggiormente sulla forma e sulle caratteristiche degli aloni su scala galattica, tralasciando in parte i modelli cosmologici e le ipotesi fisiche sulla materia oscura. Il primo problema che sorge nella creazione di un modello con materia oscura è la forma da dare all'alone. Infatti non avendo alcun dato fotometrico bisogna basarsi essenzialmente su ipotesi a priori che poi bisognerà confermare con le osservazioni.

### Alone Isotermo

Il modello più diffuso considera una distribuzione di materia oscura a simmetria sferica e con caratteristiche simili a quelle di un gas in equilibrio idrostatico e temperatura uniforme. Non ci sono evidenze fisiche che supportino queste assunzioni, ma la qualità del fit suggerisce che siano per lo meno plausibili. Il profilo di densità, come nel caso del gas, è dato da

$$\rho(R) = \rho_0 \left[ 1 + \left( \frac{R}{R_C} \right)^2 \right]^{-1}$$

a cui corrisponde una curva di rotazione data da

$$V_{alone}^2(R) = 4\pi G \rho_0 R_C^2 \left[ 1 - \frac{R_C}{R} \arctan \left( \frac{R}{R_C} \right) \right]$$

che per  $R \gg R_C$  tende a una velocità asintotica costante corrispondente a  $V_{\text{inf}} = \sqrt{4\pi G \rho_0 R_C^2}$  che coincide con il tratto piatto della curva. I parametri liberi in questo caso sono la densità centrale  $\rho_0$  e il raggio di core  $R_C$ . Bisogna inoltre notare che un gas di questo tipo ha una densità praticamente costante per  $R \ll R_C$ , ovvero genera una rotazione rigida. Per  $R \gg R_C$  si ha invece che  $\rho \propto R^{-2}$  (cfr. figura 2.1).

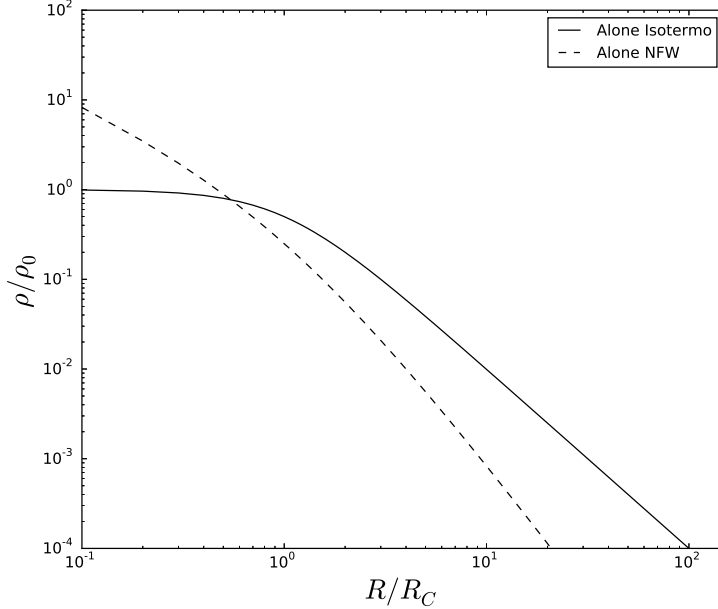
### Alone NFW

Una proposta alternativa, formulata da Navarro, Frenk e White (1996), prende le mosse dal modello cosmologico  $\Lambda$ CDM. Se infatti le galassie si sono formate a partire da aloni che sono il risultato della fusione di aloni più piccoli ci si aspetta una densità maggiore al centro degli aloni più grandi, ovvero  $\rho \propto R^{-1}$ . Il profilo di densità descritto dalla NFW è dato da

$$\frac{\rho(R)}{\rho_{\text{crit}}} = \frac{\delta_C}{\left(\frac{R}{R_C}\right) \left[1 + \left(\frac{R}{R_C}\right)\right]^2} \quad (2.2.1)$$

ove  $\rho_{\text{crit}} = 3H^2 8\pi G$  è la densità critica,  $r_s$  è il raggio caratteristico e  $\delta_C$  è un parametro adimensionale che permette di scalare la curva per adattarla ai dati (Navarro, Frenk e White 1996). Come si vede in figura 2.1 l'alone NFW risulta maggiormente piccato nella zona centrale mentre quello isoterma riesce a giustificare una zona a densità costante. In realtà nelle osservazioni non è facile distinguere i due tipi di alone poiché la loro differenza è maggiore nella zona del core, che è dominato dalla materia luminosa e che a causa delle sue dimensioni limitate è molto disturbato dal seeing.

Sono state avanzate numerose altre ipotesi per modellizzare la forma degli aloni tra le quali anche quella della materia oscura auto-interagente (Firmiani 2000), ovvero un tipo di materia che interagisca poco con quella barionica ma molto con se stessa. Questo permetterebbe di addolcire il profilo centrale della curva eliminando il picco.



**Figura 2.1:** Confronto fra l'alone isotermo (linea continua) e quello previsto da NFW (linea tratteggiata).

## 2.3 Curve di velocità

### Basi della decomposizione

Gli elementi principali che compongono una galassia sono solitamente bulge, disco e alone, a cui possono aggiungersi strutture più o meno complesse come bracci di spirale, anelli e barre. La distribuzione di massa si deduce dalla fotometria presupponendo che le due siano legate semplicemente dal rapporto  $M/L$  che possiamo assumere come costante, i parametri dell'alone invece vengono dedotti dalla curva di velocità. Per bulge e alone si considera una simmetria sferica mentre il disco viene assunto come infinitamente sottile. Per il bulge si può usare un profilo di De Vaucouleurs (legge  $r^{1/4}$ ) oppure un profilo esponenziale mentre per il disco si usa un profilo esponenziale. Nel capitolo 4 si vedrà nel dettaglio l'applicazione della decomposizione applicandola alla galassia UGC 2885.

### Metodo di fitting

Una volta definite le distribuzioni di massa delle varie componenti si può procedere al fit dei dati per ottenere la stima dei parametri liberi. Tali para-

metri sono generalmente quattro:  $M/L$  del disco,  $M/L$  del bulge,  $\rho_0$  densità centrale dell'alone e  $r_C$  il raggio caratteristico dell'alone. Ci si trova così a dover calcolare simultaneamente questi parametri, compito che può rivelarsi abbastanza complesso. Kent (1986) suggerisce di ovviare al problema in tre possibili modi:

**Disco massimo** Si può presupporre che l'influenza dell'alone sia pressoché nulla nella zona centrale della galassia. Si usa quindi il rapporto  $M/L$  ottenuto dal primo tratto della curva per costruire il massimo disco possibile. Successivamente si fa iniziare l'influenza dell'alone quando il contributo del disco inizia a decrescere dopo aver raggiunto il suo massimo.

**$\sigma$  fissato** Definito  $\sigma = V_\infty/\sqrt{2}$  si può calcolare la densità centrale dell'alone  $\rho_0$  che è direttamente legata a  $\sigma$  mentre gli altri tre parametri vengono ottenuti dal fit ai minimi quadrati.

**Alone a densità costante** Infine si può imporre la densità dell'alone come costante poiché le curve ottenute dall'ottico raramente oltrepassano il tratto rigido dell'alone.

Lo stesso Kent in seguito analizza i risultati ottenuti con i diversi metodi, notando che in numerosi casi possono differire parecchio. Kent conclude dicendo che il primo metodo, quello del maximum disk, fornisce stime migliori del rapporto  $M/L$  consistenti ad esempio con la relazione Tully-Fisher. Inoltre il metodo maximum disk permette di modellare aloni oscuri più plausibili dal punto di vista fisico, che nella maggior parte dei casi risultano essere isotermi. È importante sottolineare come nella costruzione delle curve galattiche l'ipotesi che l'alone sia il più piccolo possibile (e di conseguenza quindi l'azione della materia oscura) dia luogo ai risultati più plausibili.

## 2.4 Problemi

### Tentativi di rilevamento

Nel tempo sono stati avanzati moltissimi progetti per la rilevamento diretto o indiretto della materia oscura che hanno portato risultati piuttosto modesti e mai conclusivi. I metodi diretti cercano di osservare le interazioni delle WIMPS con grandi vasche di Xenon o Argon. Tra i principali bisogna citare l'esperimento LUX (*Large Underground Xenon*) che però non rilevato alcun segnale positivo (Akerib et al. 2017) e XENON1T nel Laboratorio Nazionale del Gran Sasso da poco entrato in azione.

I metodi indiretti si rivolgono invece alla ricerca dei residui delle annichilazioni o dei decadimenti delle WIMP. Ovvero ricercano la presenza di raggi gamma, positroni o antiprotoni provenienti dalle regioni ove si pensa ci sia un'alta concentrazione di materia oscura, come ad esempio gli sferoidi delle galassie nane. In questo senso i progetti principali sono il Fermi/Gamma-ray Space Telescope, il Fermi/Large Angle Telescope, MAGIC (*Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov*) e VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*) (Funk 2015).

Ad oggi quindi non ci sono osservazioni o prove indirette di una qualche particella costitutiva della materia oscura sebbene gli esperimenti in corso abbiano posto dei limiti sempre più stringenti alle caratteristiche di tali particelle.

### **Materia oscura nelle vicinanze del sole**

La sonda Hypparcos ha permesso di fare misure di alta precisione di distanza e moto proprio delle stelle nelle vicinanze solari. Grazie alla sua raccolta limitata in volume a una sfera di 125 pc e in magnitudine a  $M_v = 2.5$  ha permesso di calcolare con grande accuratezza la densità di materia dalla dinamica stellare ottenendo un valore pari a  $\rho_0 = 0,076(15) M_\odot \text{pc}^{-3}$  ben al di sotto dei valori calcolati in precedenza. Quindi nel disco galattico nelle vicinanze del Sole la densità di materia è giustificabile con il contributo di stelle e gas e viene così esclusa la presenza di materia oscura nel disco (Crézé et al. 1998). Ci si aspetta che GAIA confermi ulteriormente questi risultati.

### **Parametri liberi**

Per quanto riguarda le curve di velocità delle galassie esiste un problema di affidabilità sul metodo classico con aloni di materia oscura. Infatti come mostra Scarpa (2006) anche riducendo a tre i parametri liberi del modello è possibile decomporre praticamente ogni curva di rotazione, anche curve false o inesistenti. Questo fatto fa sorgere quindi qualche dubbio sul senso delle decomposizioni ottenute con questo metodo, che sicuramente producono un ottimo fit dei dati ma che potrebbero essere prive di significato fisico.

### **Conspiracy**

Altra questione riguardante le curve di velocità è quella della cosiddetta *conspiracy* tra materia oscura e materia barionica. Il fatto che la maggior parte delle galassie abbia una curva di rotazione che termina con un tratto piatto e le numerose relazioni massa-luminosità presenti galassie di diverso tipo, è in contrasto con l'ipotesi di aloni oscuri che variano forma e dimensione. Sembra

che per riprodurre risultati così regolari materia oscura e barionica cospirino ridistribuendosi alla perfezione, cosa che non è affatto scontata a causa della loro scarsa interazione e che non è facilmente derivabile dai modelli presi in considerazione oggi (Cappellari et al. 2015).

### **Satelliti mancanti**

In accordo con il modello  $\Lambda$ CDM le galassie dovrebbero formarsi dal clustering gerarchico di piccoli aloni che vanno a unirsi in aloni sempre più grandi. Simulazione sempre più accurate prevedono però un numero di aloni satellite alle galassie qualche ordine di grandezza maggiore rispetto a quanto osservato (ovviamente non si osserva direttamente l'alone ma la galassia che ne occupa la zona centrale). In particolare per strutture simili al nostro gruppo locale vengono previsti circa 300 aloni satellite, contro la quarantina osservati (Klypin et al. 1999). Una delle soluzioni proposte a tale problema è che la maggior parte degli aloni finisca per non intrappolare materia barionica nella sua buca di potenziale, evitando così di dare vita a galassie nane satellite.

### **Altri problemi**

I più critici detrattori del modello  $\Lambda$ CDM, hanno evidenziato molti più problemi di quelli sopra citati al punto da spingersi in un vero e proprio tentativo di falsificazione del modello. Secondo Kroupa (2012) esistono ben 22 questioni irrisolte che comporterebbero la falsificazione completa del modello  $\Lambda$ CDM. Rimandiamo al capitolo 6 per un confronto con il modello MOND incentrato sul metodo e sui problemi aperti.

# Capitolo 3

## MOND

### 3.1 Introduzione

#### La nascita di MOND

Nel corso degli anni si sono sviluppate numerose teorie alternative alla materia oscura, basate sull'idea di modificare la legge di gravità newtoniana piuttosto che cercare un nuovo tipo di materia. Il modello ad oggi più studiato e che meglio è sopravvissuto a numerosi tentativi di falsificazione è MOND, ovvero *MOdified Newtonian Dynamics*, proposto da M. Milgrom (1983).

Milgrom si rese conto che la discrepanza tra curva newtoniana e curva osservata si riscontra nei sistemi stellari unicamente quando l'accelerazione di gravità è inferiore a un certo valore, ovvero in un regime di piccole accelerazioni anche detto di *weak field*. Inoltre notò che si poteva risolvere la discrepanza imponendo che ove  $a \ll a_0$  l'accelerazione di una particella a distanza  $r$  dalla massa  $M$  fosse data da  $a^2/a_0 \approx MGr^{-2}$ . La costante  $a_0 \approx 1.2 \times 10^{-10} \text{ ms}^{-2}$  si presenta dunque come nuova costante universale che determina il passaggio dal regime newtoniano al regime delle piccole accelerazioni. L'effetto della forza di gravità aumenta in tale regime poiché l'accelerazione diventa proporzionale a  $r^{-1}$  invece che a  $r^{-2}$ .

Bisogna mettere in chiaro sin dal principio che MOND è una soluzione empirica al problema della discrepanza che deriva unicamente dal confronto delle curve di velocità di numerose galassie e quindi non è supportata da alcuna motivazione fisica. La sua grandissima capacità di fare previsioni e di spiegare una grande varietà di fenomeni impone però il dubbio che il modello per lo meno descriva l'esatta forma funzionale dell'accelerazione di gravità nei sistemi stellari (Scarpa 2006).

### Le basi della MOND

Vediamo ora le nozioni di base di MOND e come queste permettano il calcolo immediato delle velocità circolari per il confronto con la curva osservata. L'accelerazione MOND è legata a quella newtoniana da

$$a_N = a\mu(a/a_0) \quad (3.1.1)$$

ove  $\mu$  è la *funzione interpolante* che serve per rendere il passaggio da un regime all'altro più regolare. La funzione ha un comportamento asintotico tale per cui  $\mu = 1$  per  $a \gg a_0$  e  $\mu = a/a_0$  per  $a \ll a_0$ . Così facendo nel limite di campo debole si ha che l'accelerazione diventa asintotica a

$$a = \sqrt{a_N a_0} = \frac{\sqrt{GMa_0}}{r} \quad (3.1.2)$$

La forma della funzione può variare anche se l'espressione maggiormente utilizzata è

$$\mu(a/a_0) = \frac{a/a_0}{\sqrt{1 + (a/a_0)^2}}$$

che ha il vantaggio di essere semplice e funziona molto bene nella descrizione delle curve di rotazione. Invertendo il rapporto si ottiene infine l'espressione dell'accelerazione di MOND a partire da quella newtoniana, ovvero

$$a = a_N \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + \left( \frac{2a_0}{a_N} \right)^2} \right)^{1/2}$$

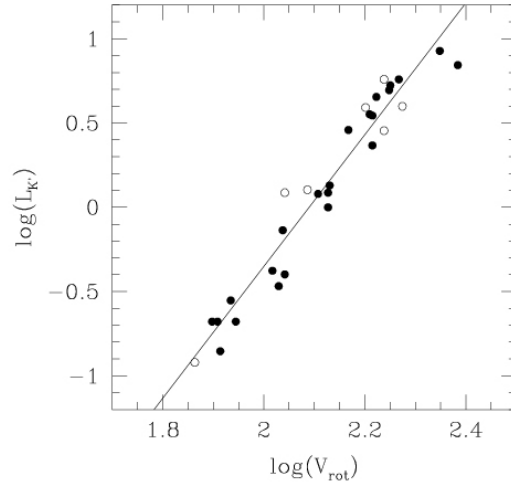
da cui poi è facile passare alla velocità circolare usando dal momento che  $a = v^2/r$ . Negli anni il modello è stato ampliato e esteso al regime relativistico (cfr. paragrafo 3.3) anche se il nocciolo di MOND resta invariato e applicabile così come è alle curve di rotazione.

## 3.2 Risultati e previsioni

### Mond e curve di rotazione

L'equazione 3.1.2 garantisce la dipendenza da  $1/r$  della gravità nel limite di campo debole, dunque il tratto piatto delle curve di velocità risulta automaticamente spiegato. Nella parte centrale delle curve invece l'aderenza ai dati osservati è garantita dal contributo newtoniano di bulge e disco, esattamente come nei modelli con materia oscura. Il grosso pregio di MOND nello studio delle curve è la necessità di un unico parametro libero (il rapporto  $M/L$ ) per





**Figura 3.1:** Grafico in cui si mostra la relazione tra la luminosità in banda K e la velocità asintotica osservata (Tully-Fisher) per 30 galassie di vario tipo. I punti bianchi indicano le galassie con un campo di velocità disturbato. La linea continua mostra il fit, che risulta essere  $\log(L) = (3.91 \pm 0.18) \log(V) - (8.17 \pm 0.39)$ . Immagine proveniente da Sanders (1998)

adattare la curva ad ogni set di dati. Questa rigidità del modello permette di fare studi statistici più rilevanti sulla forma di bulge e dischi poiché non deve ricorrere a una grande varietà di combinazioni delle componenti come invece accade nei modelli con aloni di materia oscura. Per vedere l'applicazione del modello si rimanda al paragrafo 4.5.

### Tully-Fisher e Faber-Jackson

Una questione molto importante è la spiegazione delle relazioni Tully-Fisher e Faber-Jackson. La Tully-Fisher mette in relazione la luminosità  $L$  delle galassie a spirale con la quarta potenza della loro velocità asintotica  $v_\infty$ , cosa che non è affatto scontata se si considera la presenza di materia oscura. In tal caso la velocità asintotica dovrebbe dipendere sia dalla materia barionica che da quella oscura mentre la luminosità no, l'unico modo per avere una relazione come la Tully-Fisher sarebbe che i due tipi di materia fossero in qualche modo interagenti e le loro distribuzioni di massa dipendenti fra loro. Nel contesto MOND invece la relazione è conseguenza diretta del fatto che la velocità dipende dalla quarta potenza della massa che è legata alla luminosità dal rapporto  $M/L$  in assenza di materia oscura. Infatti considerando la

definizione dell'accelerazione presentata nell'equazione 3.1.2:

$$v^4 = GMa_0 \propto \frac{M}{L}L$$

Similmente accade per la Faber-Jakson che invece riguarda il rapporto tra la luminosità  $L$  e la quarta potenza della dispersione di velocità  $\sigma$  nelle galassie ellittiche.

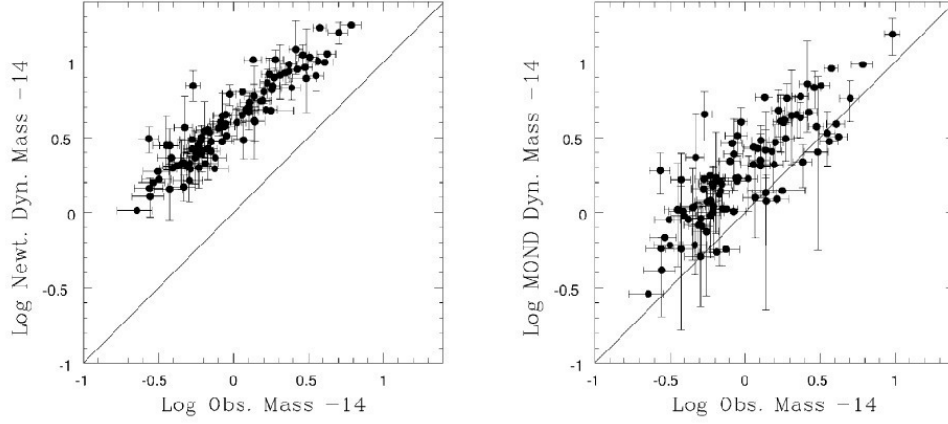
Se nell'ambito della dinamica newtoniana consideriamo le due grandi famiglie di galassie esistenti, ovvero le HSB (High Surface Brightness) e le LSB (Low Surface Brightness), dovremmo avere due distinte relazioni Tully-Fisher a causa della diversa presenza di materia oscura nei due gruppi. Come si può vedere in figura 3.1 e come predetto da MOND però le HSB e le LSB seguono la stessa relazione. Il fatto più interessante è che quando Milgrom fece queste osservazioni non c'erano ancora informazioni sulla dinamica delle galassie LSB.

### Galassie ellittiche

Le galassie ellittiche hanno la particolarità di avere un'alta densità centrale che nella maggior parte dei casi le fa permanere nel regime newtoniano per tutta la loro estensione ottica. Dunque la maggior parte delle caratteristiche di queste galassie può essere spiegata senza ricorrere all'uso di materia oscura. In particolare la dispersione di velocità  $\sigma$ , la dimensione e la massa risultano correlate in modo tale che se si prendono in considerazione queste tre variabili per costruire gli assi di un grafico le galassie si dispongono lungo un piano, detto *piano fondamentale*. Questo appare ovvio nel contesto MOND poiché le relazioni tra luminosità dispersione di velocità e dimensione possono essere trasformate in relazioni con la massa semplicemente introducendo il rapporto  $M/L$ . Al contrario in presenza di materia oscura non solo il concetto di dimensione diventerebbe insensato, ma non essendo massa luminosa e oscura interagenti non dovrebbe esserci alcuna relazione tra massa e luminosità come detto in precedenza.

### Ammassi di galassie

Gli ammassi di galassie sono gli ambienti in cui meno funziona MOND. Il modello riesce a ridurre la discrepanza, come si vede in figura 3.2, senza riuscire a eliminarla, bisogna quindi continuare a supporre l'esistenza di materia non visibile, probabilmente nascosta nel mezzo intergalattico. Questo fallimento di MOND potrebbe essere davvero significativo per la falsificazione del modello qualora la massa prevista fosse minore di quella osservata, ma così non è.



**Figura 3.2:** Confronto tra massa calcolata per via dinamica e per via fotometrica (gas+stelle). A destra in regime newtoniano a sinistra considerando il modello MOND. La linea continua rappresenta il luogo di non discrepanza. Il fattore di discrepanza 10 viene ridotto a 2 da MOND. Grafico riprodotto da Sanders (1999).

### Lenti gravitazionali

Le lenti gravitazionali vere e proprie, *strong lensing*, avvengono in regime newtoniano dunque non costituiscono alcun tipo di test per MOND. Al contrario il *weak lensing* avviene in regime di piccole accelerazioni ed è stato utilizzato per testare MOND. I risultati si sono rivelati in accordo con le osservazioni (Scarpa 2006).

### Buchi neri e bulge

Infine esiste una relazione tra la massa del buco nero situato nel centro della galassia e la massa del bulge. In un primo momento venne notata la relazione tra la masse del buco nero e la luminosità del bulge

$$\frac{M_{BH}}{M_{\odot}} = 0.01 \frac{L_B}{L_{\odot}}$$

In seguito se ne trovò una più forte tra massa del buco nero e dispersione di velocità delle stelle del bulge, ovvero

$$\frac{M_{BH}}{M_{\odot}} = 0.07 \sigma^4$$

Le due relazioni devono essere legate poiché puntano entrambe alla determinazione della massa del buco nero e ciò risulta ovvio se si considera MOND:

ogni bulge converte una frazione fissa della sua massa nella massa del buco nero centrale. Infatti in assenza di materia oscura si ha che:

$$\frac{M_{BH}}{M_{\odot}} = 0.01 \frac{L_B}{L_{\odot}} = 0.005 \frac{M_{Bulge}}{M_{\odot}}$$

considerando un rapporto  $M/L = 2$ . Similmente si ottiene dalla Faber-Jackson:

$$\frac{M_{BH}}{M_{\odot}} = 0.07\sigma^4 = 0.007 \frac{L_B}{L_{\odot}} = 0.0035 \frac{M_{Bulge}}{M_{\odot}}$$

che risulta consistente con quanto appena ottenuto. MOND è nuovamente in grado di giustificare delle relazioni osservative.

### 3.3 Coerenza con la relatività generale

Uno dei primi problemi di cui si resero subito conto gli autori di MOND fu la non covarianza relativistica del modello. Il problema venne presto risolto includendolo in un modello scalar-tensoriale della gravità. Poiché ciò non risultava sufficiente a giustificare il lensing gravitazionale Bekenstein propose di rompere la conformità della metrica Einsteiniana con quella di Jordan introducendo un campo vettoriale. La nuova metrica è quindi definita da

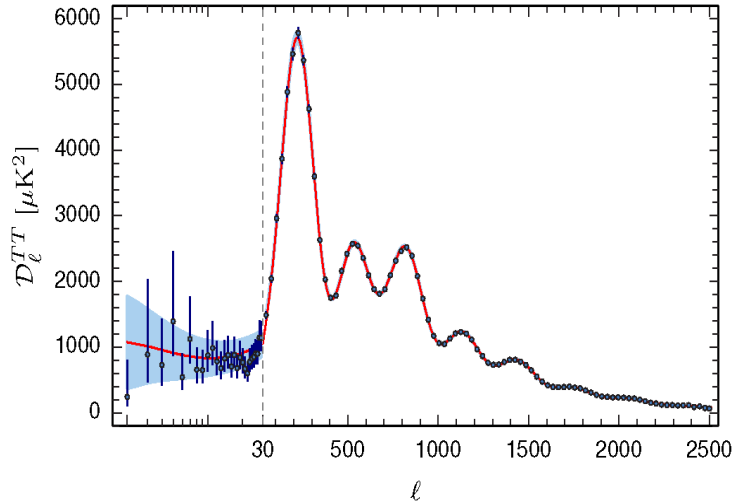
$$g_{\mu\nu}^{Jordan} = e^{-2\Phi} g_{\mu\nu}^{Einstein} - 2A_{\mu}A_{\nu} \sinh(2\Phi)$$

Il nuovo modello, detto TeVeS (Tensor-Vector-Scalar model), risolve alcuni problemi che vedremo in seguito e si presenta dunque come un'estensione della relatività generale nel limite di campo debole. Grazie a TeVeS è stato possibile elaborare un modello cosmologico nell'ambito di MOND e di fare simulazioni sull'evoluzione dell'universo (Bekenstein 2004).

### 3.4 Problemi

#### Limiti osservativi

Come ripete più volte Milgrom si entra in regime di MOND solo e soltanto quando la somma di tutte le accelerazione si trova a essere inferiore ad  $a_0$ , ovvero quando ci si trova completamente immersi in un campo debole. Diventa quindi impossibile osservare gli effetti di MOND nell'ambito del sistema solare poiché ci si trova in regime di campo forte a causa del Sole fino a una distanza di circa 5400 UA, ben oltre le 39 UA di Plutone e le 137 UA della sonda Voyager 1. Questa restrizione è stata contestata da alcuni sostenitori

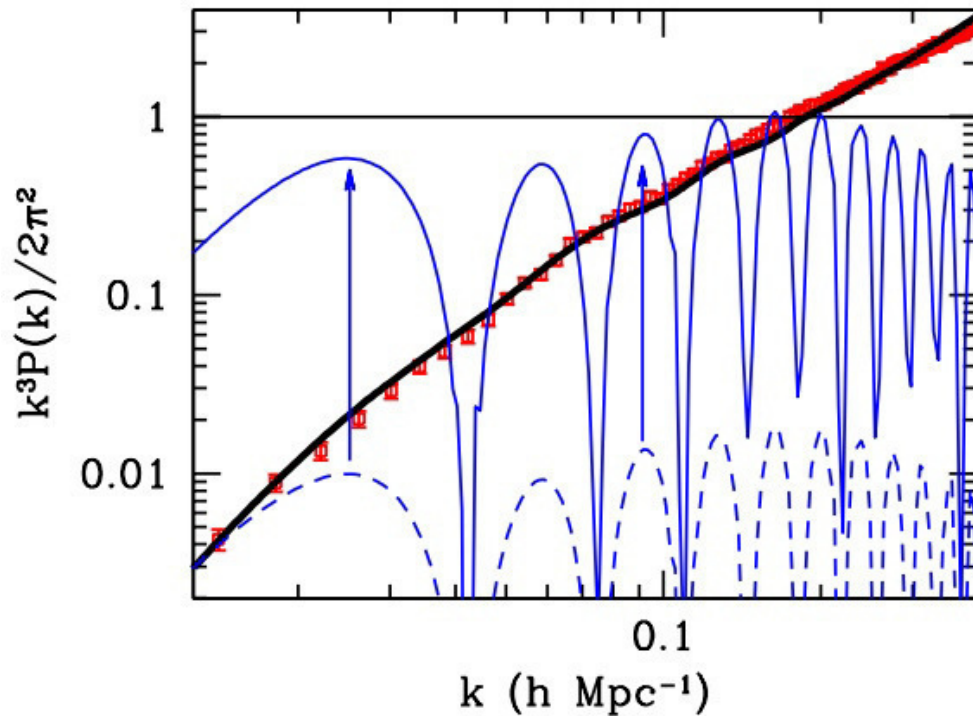


**Figura 3.3:** Spettro angolare di potenza realizzato dalle osservazioni del satellite Planck, i picchi sono perfettamente in accordo con l'universo previsto dal modello  $\Lambda$ CDM. Immagine riprodotta da Planck Collaboration (2016).

del modello che hanno ipotizzato di verificare MOND ad esempio usando le anomalie di accelerazione che eLISA dovrebbe riuscire a misurare oppure con esperimenti di altissima precisione da fare sulla terra.

### Oscillazioni acustiche barioniche

Le oscillazioni acustiche barioniche (BAO) sono fluttuazioni regolari e periodiche nello spazio della materia barionica dedotte dalle anisotropie della CMB. Se infatti si considerano le anisotropie come risultato della combinazione di armoniche sferiche con diversa lunghezza d'onda  $l$  (detta anche momento di multipolo) possiamo costruire un grafico della potenza dello spettro in funzione di  $l$ . Le BAO impongono quindi una lunghezza di scala preferenziale nella distribuzione della materia barionica per cui risulta 1% più probabile trovare galassie alla distanza di 147 Mpc piuttosto che di 140 o 160 Mpc. Tale relazione è stata osservata usando la Sloan Digital Survey e la 2dF Galaxy Redshift Survey (Percival et al. 2007). In figura 3.3 si possono vedere i picchi di tale fluttuazione, mentre MOND riesce a giustificare solo parzialmente tali picchi mentre essi sono in perfetto accordo con quanto previsto dal modello  $\Lambda$ CDM. Se poi si scende nel caso dello spettro di potenza della sola materia i problemi diventano ancora maggiori, come si può vedere in figura 3.4. In rosso si vedono i dati osservativi, in nero le previsioni del modello  $\Lambda$ CDM e in blu quanto previsto da MOND e TeVes. Se TeVes in

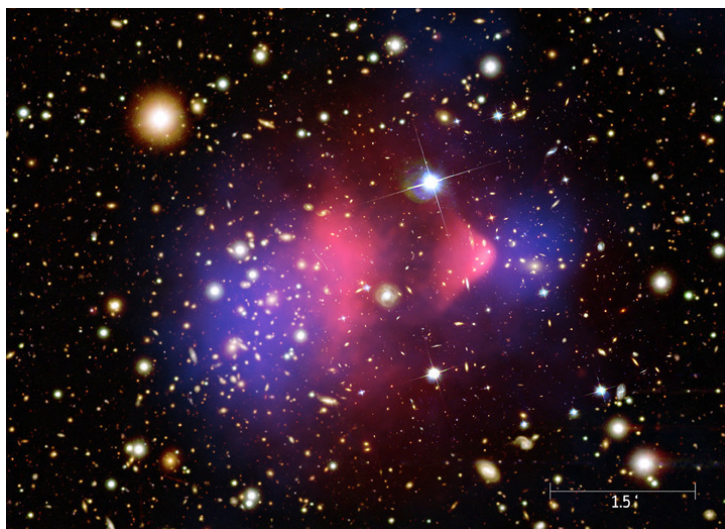


**Figura 3.4:** Spettro di potenza della materia, in rosso i dati osservativi ricavati dalla Sloan Digital Survey, in nero le previsioni del modello  $\Lambda$ CDM, in blu tratteggiato quelle di MOND e in blu continuo quelle di TeVeS. Immagine riprodotta da Dodelson (2011).

qualche modo risolve il problema dell'ampiezza delle oscillazioni, la forma dello spettro resta in grave contrasto con quanto osservato.

### Casi specifici

C'è un caso particolarmente interessante che ha messo in difficoltà MOND e le altre teorie alternative alla materia oscura ovvero il Bullet Cluster, visibile in figura 3.5. Di fatto si può tracciare il gas usando l'emissione X e ricostruire la distribuzione della massa sfruttando l'effetto lente sulle galassie circostanti. Quello che si vede è che la collisione dei due ammassi ha strappato il gas a entrambi. La quantità di gas è tale che essendo le nubi decentrate rispetto ai centri di massa degli ammassi si dovrebbe poter vedere una significativa variazione dell'effetto lente, ma ciò non avviene. Pare evidente che la materia oscura sia preponderante e si trovi maggiormente concentrata negli ammassi piuttosto che in corrispondenza del gas. Questo potrebbe mettere in crisi MOND poiché sembrerebbe che il gas conti nulla rispetto alla massa totale degli ammassi. Milgrom si è però opposto all'apparente conclusività



**Figura 3.5:** Immagine del Bullet Cluster dalla combinazione di immagini nel visibile, raggi-X (in rosa) da Chandra X-ray Observatory e ricostruzione della distribuzione di materia a partire dall'effetto lente gravitazionale (in blu).

di questa prova, sostenendo che sì MOND non riesce a spiegare il problema ma renderebbe necessaria una quantità di materia nascosta pari a due volte quella del gas, quantità che sarebbe imputabile ad altra materia barionica non visibile. Si deve quindi anticipare qui un'importante chiarificazione dell'obiettivo di MOND. Lo scopo della dinamica modificata non è la completa esclusione della materia oscura ma il suo ridimensionamento. Il Bullet Cluster è la prova dell'esistenza di materia non barionica, ma non la prova del fallimento di MOND. Bisogna inoltre aggiungere che il Bullet Cluster è risultato maggiormente problematico per il modello  $\Lambda$ CDM piuttosto che per MOND a causa della altissima dispersione di velocità dei suoi componenti che non è giustificabile in alcun modo con le simulazioni attuali (Lee e Komatsu 2010).





# Capitolo 4

## Decomposizione di UGC 2885

### 4.1 UGC 2885

UGC 2885, visibile in figura 4.1, è una galassia a spirale situata nella zona periferica del Superammasso di Perseo-Pesci, a una distanza di 71,12 Mpc (Tully, Courtois e Sorce 2016). Il nome indica la sua appartenenza all'*Uppsala General Catalogue* compilato da Peter Nilson nel 1971 a partire prevalentemente dalla *Palomar Sky Survey*. Ad oggi UGC 2885 è la galassia a spirale più estesa dell'universo conosciuto, nel cielo appare grossa come Andromeda (ovvero 5.5') sebbene si trovi a una distanza cinque volte maggiore, la sua massa invece è stimata intorno a  $2 \cdot 10^{12}$  masse solari (Rubin 1996). In questo lavoro verranno prese in considerazione misure fino a circa 80 kpc di raggio anche se la galassia si estende oltre i 90 kpc. A causa dell'arrossamento e dell'estinzione dovuti alla posizione vicina al disco galattico, non si può escludere che la sua estensione sia in realtà ancora maggiore.

Per quanto riguarda le caratteristiche morfologiche UGC 2885 è una galassia a spirale con due bracci principali e un piccolo nucleo brillante (Nilson 1971). All'estremità dei suoi bracci si trovano alcune zone a forte emissione che indicano una grande formazione stellare abbastanza inusuale a tale

**Tabella 4.1:** Informazioni utili su UGC 2885

Tipo	$z$	$i$ ( $^{\circ}$ )	$Re^1$ ( $kpc$ )	$\mu_0^2$ ( $mag/arcsec^2$ )
UGC 2885 SA(rs)c	0.019353	67	0.69	17.96

<sup>1</sup> Raggio effettivo del bulge.

<sup>2</sup> Brillanza superficiale centrale del bulge.



**Figura 4.1:** Immagine ottica di UGC 2885 riprodotta da SIMABD - Digitized Sky Survey - STScI/NASA. Dimensioni immagine:  $11' \times 7'$ .

distanza dal nucleo. Alcune altre informazioni utili all'analisi provenienti dal NED e da Moriondo, Giovanelli e Haynes (1999) sono raccolte nella tabella 4.1.

## 4.2 Raccolta dati

I dati utilizzati in questo lavoro provengono da due fonti molto eterogenee. Per ottenere una curva più estesa possibile ma al contempo abbastanza dettagliata nella zona centrale sono stati aggregati dati spettroscopici nel visibile ottenuti all'Osservatorio Astrofisico di Asiago e dati radio provenienti dalla letteratura.

### Dati $H\alpha$

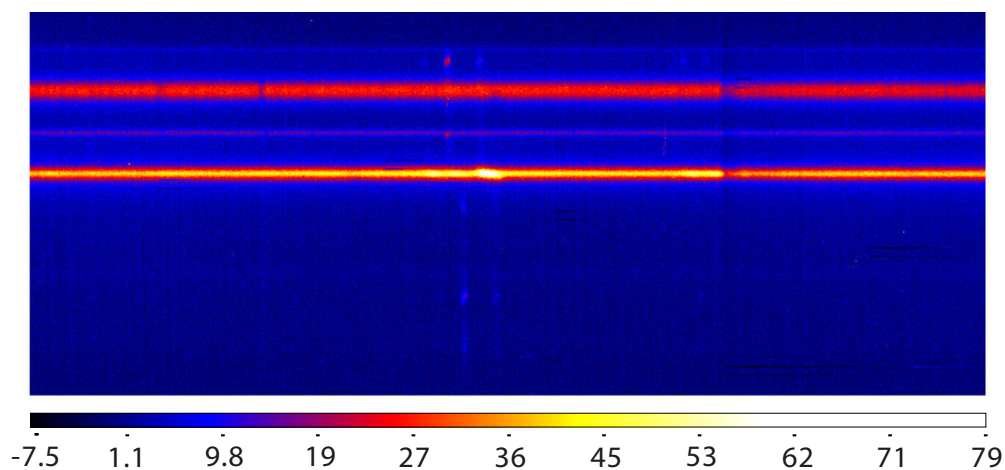
Per i dati raccolti ad Asiago è stato usato il telescopio Copernico di Cima Ekar, un telescopio parabolico da 1,82 m con montatura equatoriale a forcella. Per la spettrografia di UGC 2885 ci si è serviti di AFOSC (*Asiago Faint Object Spectrograph and Camera*) montando una slit da  $2,1''$  posizionata con un PA di  $-50^\circ$  e un grating VPH4. Gli spettri sono stati ottenuti con 8 pose

da 30 minuti con seeing variabile nella notte del 9 Febbraio 2005. La riga di riferimento è la  $H\alpha$ , ovvero la prima riga della serie di Balmer con lunghezza d'onda a riposo  $\lambda = 6562,81\text{\AA}$ . Le immagini ottenute allo spettro sono state calibrate, combinate e ridotte secondo la procedura standard in un progetto legato alla tesi di dottorato di Irina Yegorova (2007). In figura 4.2a si può vedere uno degli 8 spettri raccolti a cui è stato sottratto il fondo cielo, mentre invece in figura 4.2b si può vedere il risultato della sottrazione del cielo e del continuo.

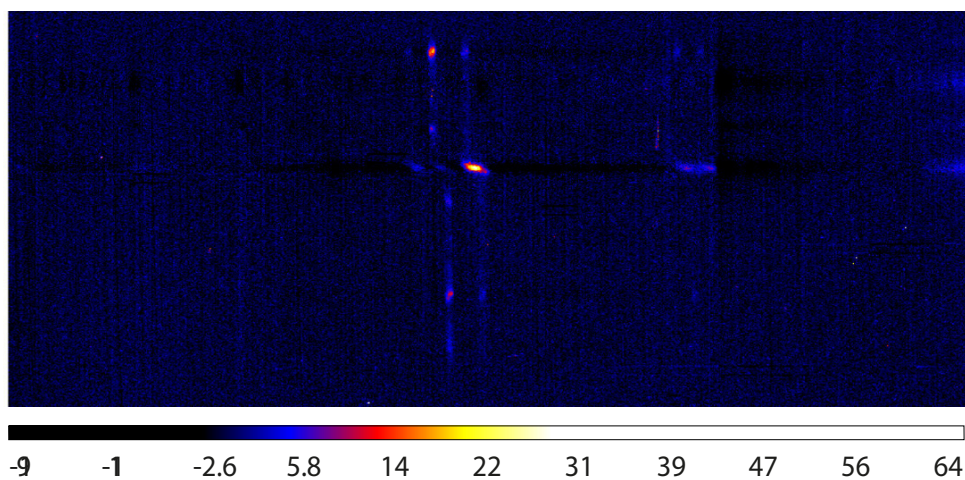
### Dati HI

I dati relativi alla parte più esterna della galassia sono stati invece ricavati da Sanders (1996). A sua volta Sanders, che nell'articolo fa una comparazione tra curve di rotazione di numerose galassie riferisce di aver preso i dati radio da Roelfsema e Allen (1985). Nello specifico i dati usati sono quelli già elaborati da Sanders che li raccoglie in bin e assegna loro un errore costante di  $9 \text{ km s}^{-2}$ . I dati radio fanno riferimento alla riga 21 cm dell'idrogeno neutro HI. Le osservazioni risalgono al 20 Dicembre 1980 e al 14 Marzo 1981 e sono state fatte utilizzando il *Westerbork Synthesis Radio Telescope* (WRST) con 2 pose da 12 ore. In Roelfsema e Allen (1985) si può trovare tutta la procedura di rimozione delle sorgenti disturbanti, di combinazione dei canali radio e della costruzione della curva di velocità. Gli autori sottolineano quanto l'HI mostri una quasi perfetta simmetria rispetto all'asse minore della galassia. Nella figura 4.3 si possono vedere le misure nei diversi canali.

Le due popolazioni di dati sono visibili nella figura 4.4. Si può notare una grande dispersione dei dati dell' $H\alpha$ , soprattutto nella zona centrale. Per questo motivo, ai fini della costruzione della curva è stata operata una selezione che ha escluso i dati presi a un raggio inferiore a 1 kpc dal centro.

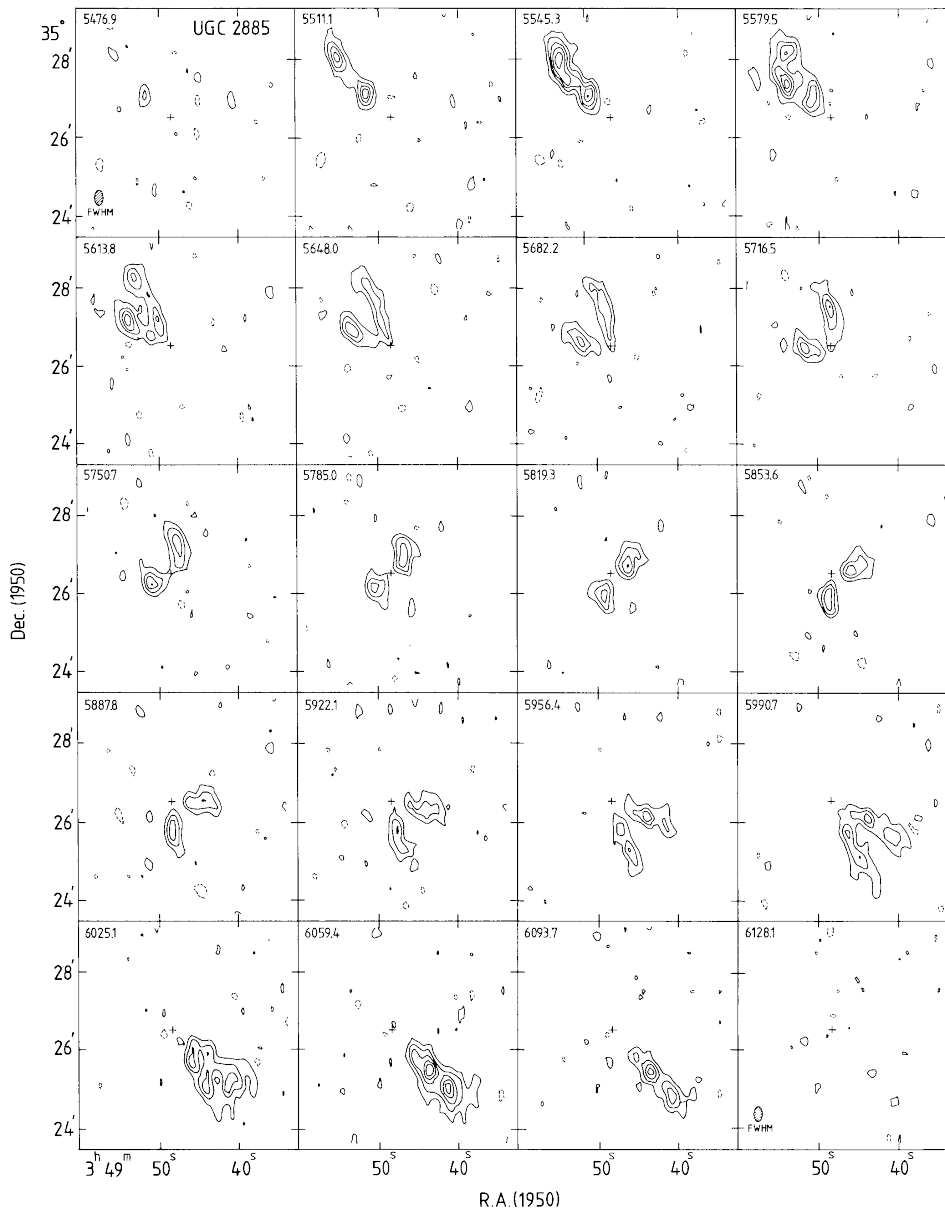


(a) spettro di UGC 2885 a cui è stato sottratto il fondo cielo

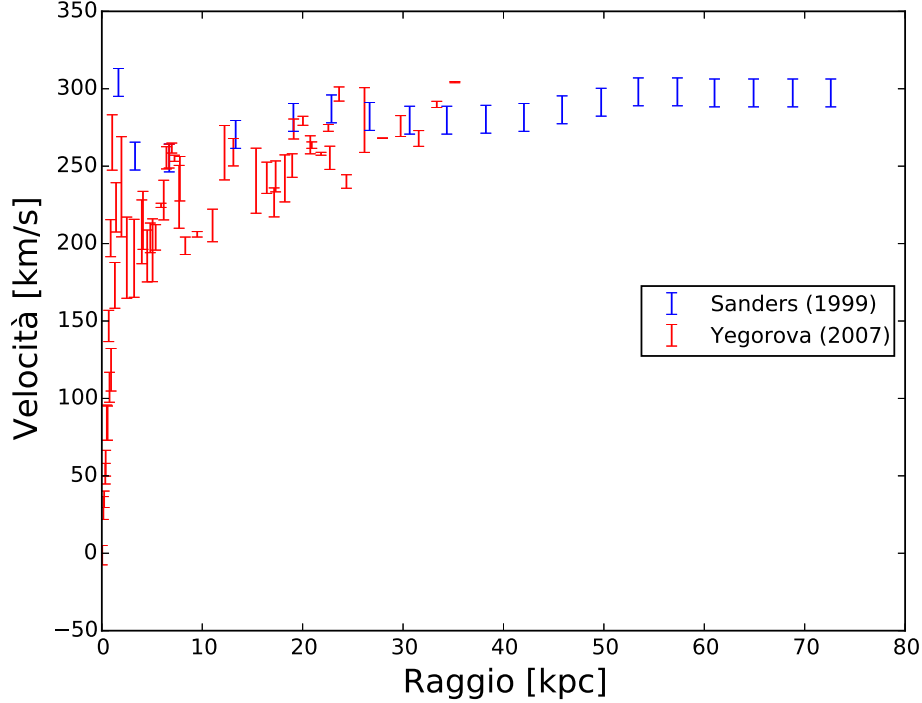


(b) spettro di UGC 2885 a cui è stato sottratto il fondo cielo e il continuo

**Figura 4.2:** Spettro di UGC 2885 prima e dopo la sottrazione del continuo. L'immagine si sviluppa in lunghezza d'onda lungo l'asse x, e in secondi d'arco (sulla fenditura) lungo l'asse y. La scala graduata indica gli ADU, i colori e il contrasto sono stati modificati per far risaltare meglio le righe di emissione. Si possono vedere il doppietto dell'  $H\alpha$  e più debolmente le righe del doppietto del  $N_{III}$ .



**Figura 4.3:** Raccolta dei diversi canali osservati da Roelfsema e Allen (1985)



**Figura 4.4:** Curva di velocità di UGC 2885, in blu i dati radio provenienti da Sanders (1996) in rosso quelli dell'  $H\alpha$  provenienti da Yegorova (2007).

### 4.3 Decomposizione fotometrica

Prima di cominciare la decomposizione fotometrica bisogna segnalare che sebbene la distanza di UGC 2885 attestata dal NED sia 71,12 Mpc. Per l'analisi dei dati però si è preferito mantenere quella di 79 Mpc per avere risultati confrontabili con la letteratura (Roelfsema e Allen (1985) addirittura attestano 118 Mpc usando  $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ). La fotometria della galassia di cui si serve Sanders (1996) viene a sua volta da Kent (1986).

#### Disco

Per il disco è stata assunta una legge esponenziale (o di Freeman):

$$I(r) = I_0 e^{-r/h}$$

che diventa in unità di magnitudine:

$$\mu(r) = \mu_0 + 1.806(r/h)$$

ove  $I_0$  e  $\mu_0$  indicano la brillantezza superficiale centrale e  $h$  è il raggio di scala. Per passare dalla distribuzione di luce a quella di massa e quindi al contributo del disco nella curva di velocità bisogna assumere che nel disco la dispersione di velocità sia trascurabile e che quindi il gas si muova su orbite pressoché circolari a velocità  $V(r)$ . Se si considera una distribuzione di massa sferica, la velocità è data da

$$V_{disco}^2(r) = \frac{4\pi G}{r} \int_0^r \rho(a) a^2 dx$$

che può essere calcolata usando le funzioni di Bessel  $I$  e  $K$  di ordine 0 e ordine 1 per evitare il calcolo dell'integrale. Si ha dunque che la velocità del disco è data da

$$V_{disco}^2(r) = 4\pi G I_0(M/L)_{disco} h y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)]$$

ove  $y = r/2h$ . Bisogna distinguere il primo  $I_0$  che indica la brillantezza superficiale centrale della galassia dal secondo  $I_0$  che invece indica la funzione di Bessel  $I$  di ordine 0.

### Bulge

Per il bulge solitamente viene assunto un profilo di de Vaucouleurs (ovvero la legge  $r^{1/4}$ ). Ci sono però alcuni studi che mostrano come nelle galassie *late-type* il bulge sia meglio descritto da una legge esponenziale dello stesso tipo del disco (Andredakis e Sandres 1994). Per comodità di calcolo la legge va però espressa in funzione della brillantezza efficace  $I_e$  e del raggio efficace  $r_e$  del bulge e quindi diventa:

$$I(r) = 5.36 I_e e^{-1.68(r/r_e)}$$

Per quanto riguarda il passaggio alla velocità il procedimento è stato lo stesso sostituendo alla brillantezza centrale del disco quella del bulge, ovvero:

$$V_{bulge}^2(r) = 4\pi G I_0(M/L)_{bulge} h y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)]$$

## 4.4 Decomposizione Materia Oscura

Come detto nel paragrafo 2 tra le forme possibili di alone è stato scelto quello isoterma poiché è il migliore nel descrivere le zone centrali della galassia. Il contributo dell'alone alla curva di velocità è dato dall'equazione 2.2. Inoltre è stata fatta l'ipotesi del *maximum disk* come suggerito da Kent (1986), e

si è deciso di ridurre a tre i parametri liberi assumendo un rapporto  $M/L$  costante e identico tra bulge e disco, cosa che in realtà non è scontata e andrebbe verificata caso per caso. Uno dei metodi da utilizzare sarebbe stato quello dei gradienti di colore, se infatti all'interno di un oggetto non c'è un considerevole gradiente di colore, ovvero la popolazione stellare che lo compone non varia con il raggio allora si può assumere che il rapporto massa luminosità sia costante. Oltre al rapporto  $M/L$  i parametri liberi sono quindi:  $\rho_0$  densità centrale dell'alone e  $R_c$  raggio caratteristico dell'alone.

Una volta definiti i profili di velocità dei tre componenti, sono stati sommati in quadratura per ottenere la curva di velocità finale usando l'equazione 4.4.1.

$$V_{tot}^2 = V_{Bulge}^2 + V_{Disco}^2 + V_{Alone}^2 \quad (4.4.1)$$

Successivamente è stato applicato un algoritmo di minimizzazione del  $X^2$  per determinare i parametri liberi. Ricordiamo che il  $X^2$  è definito da:

$$X^2 = \sum_{i=1}^N w_i (v_{oss} - v_{modello})^2$$

ove  $w_i = 1/\sigma_i^2$  è il peso assegnato a ogni misura che dipende inversamente dal quadrato dell'errore sulla misura stessa. Nel nostro caso si è preferito evitare un  $X^2$  pesato a causa della provenienza dei dati da strumenti molto diversi, difficilmente paragonabili in termini di risoluzione e di errore. Ponendo quindi  $\sigma = 1$  non si ha più un vero  $X^2$ , quanto invece una somma in quadratura degli scarti, che diventa scarto quadratico medio se divisa per il numero di gradi di libertà, ovvero il numero delle misure. Il valore di tale grandezza resta comunque molto alto, del tutto lontano da ciò che si aspetterebbe per modelli che fittano bene le curve. Questo avviene per due motivi principali:

- la dispersione dei dati è molto alta nelle zone centrali
- entrambi i modelli non tengono conto della non omogeneità della curva di rotazione, ovvero la presenza di strutture fini e l'anisotropia del moto del gas, in un certo senso le osservazioni hanno un grado di sensibilità molto maggiore rispetto a quello dei modelli

Un'idea per risolvere il problema è quella di capire, facendo il ragionamento inverso, quale sia la  $\sigma$  migliore da applicare al  $X^2$ , per farlo rientrare nei valori attesi determinando così l'intervallo di confidenza più credibile per il modello. Avendo ottenuto dall'analisi un valore del chi quadro ridotto  $\tilde{X}^2$  pari a 760 usando un'ipotetica  $\sigma = 1$ , si può dedurre semplicemente la nuova  $\sigma$  come

$$\sigma = \sqrt{\tilde{X}^2} = \sqrt{\frac{1}{N-M} X^2} = \sqrt{720} = 26.8 \text{ km/s}$$



Ove  $N$  è il numero di gradi di libertà e  $M$  il numero dei parametri liberi. Diventa quindi la  $\sigma$ , intesa come intervallo di confidenza, il parametro per valutare la bontà di un modello. Si può comunque continuare a utilizzare anche il  $\tilde{X}^2$  poiché tiene conto del numero di parametri liberi e quindi della adattabilità dei modelli.

Il risultato della decomposizione è visibile in figura 4.6a e il valore dei parametri risultante dalla minimizzazione è

$M/L$ ( $M_\odot/L_\odot$ )	$\rho_0$ ( $M_\odot Mpc^{-3}$ )	$R_C$ ( $kpc$ )	$\sigma$ ( $km/s$ )	$AIC$	$BIC$
$0.90 \pm 0.05$	$0.003 \pm 0.001$	$29.3 \pm 8.8$	26.8	4.4	10.9

ove gli errori sui singoli parametri sono forniti dall'algoritmo di minimizzazione e provengono dalla matrice di covarianza. I due coefficienti AIC e BIC sono stime dell'affidabilità del modello e verranno discussi in dettaglio nel paragrafo 5.1.

## 4.5 Decomposizione MOND

### Studio della funzione di interpolazione

Teoricamente non esistono vincoli fisici sulla forma della funzione interpolante a patto che come già detto nel paragrafo 3.1 essa sia asintotica a 1 per  $a \gg a_0$  e asintotica a  $a/a_0$  per  $a \ll a_0$ . La formula standard è quella presentata da Milgrom (1983) nel suo primo articolo su MOND, successivamente sono state proposte alcune alternative che si adattavano meglio alle curve di alcune galassie specifiche (Zhao e Famaey 2006). Una tra queste è la cosiddetta *simple function*:

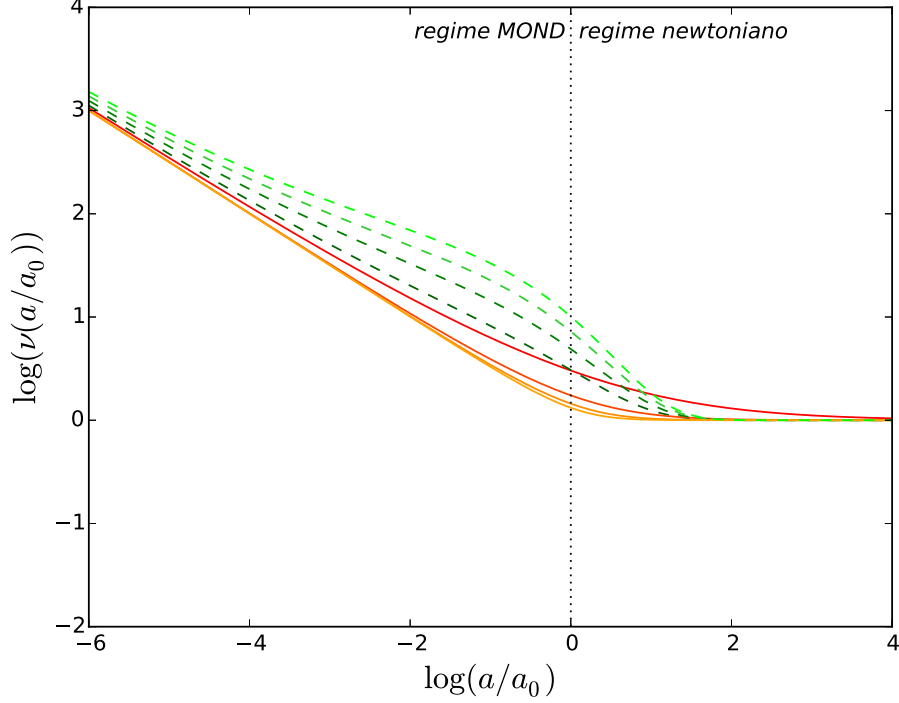
$$\mu(a/a_0) = \frac{a/a_0}{1 + (a/a_0)}$$

Come si può notare la formula standard e la simple possono essere viste come diversi gradi di una stessa funzione generica della forma

$$\mu(a/a_0)_n = \frac{a/a_0}{\sqrt[n]{1 + (a/a_0)^n}}$$

Che per comodità, facendo la trasformazione  $\mu \rightarrow \nu^{-1}$  diventa la famiglia di funzioni:

$$\nu_n(a/a_0) = \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4(a/a_0)^{-n}} \right)^{\frac{1}{n}}$$



**Figura 4.5:** Comportamento della funzione interpolante  $\nu(a/a_0)$  al variare del grado. In rosso la famiglia delle funzioni classiche  $\nu(a/a_0)$ , in verde tratteggiato  $\tilde{\nu}_n(a/a_0)$  una di quelle proposte da Milgrom e Sanders (2008). I colori schiariscono al crescere del grado.

Un'altra famiglia di funzioni è proposta da Milgrom e Sanders (2008) è ad esempio

$$\tilde{\nu}_n(a/a_0) = \frac{1}{\sqrt{1 - e^{-a/a_0}}} + ne^{-a/a_0}$$

McGaugh (2008) mostra alcune altre variazioni della funzione interpolante e spiega come queste tengano in considerazione effetti che nel modello  $\Lambda$ CDM sono attribuiti ad anelli e gusci di materia oscura.

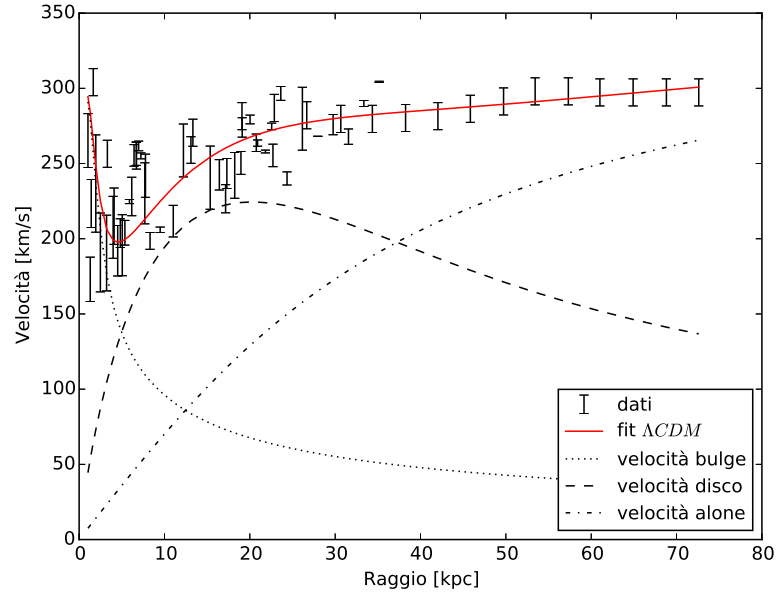
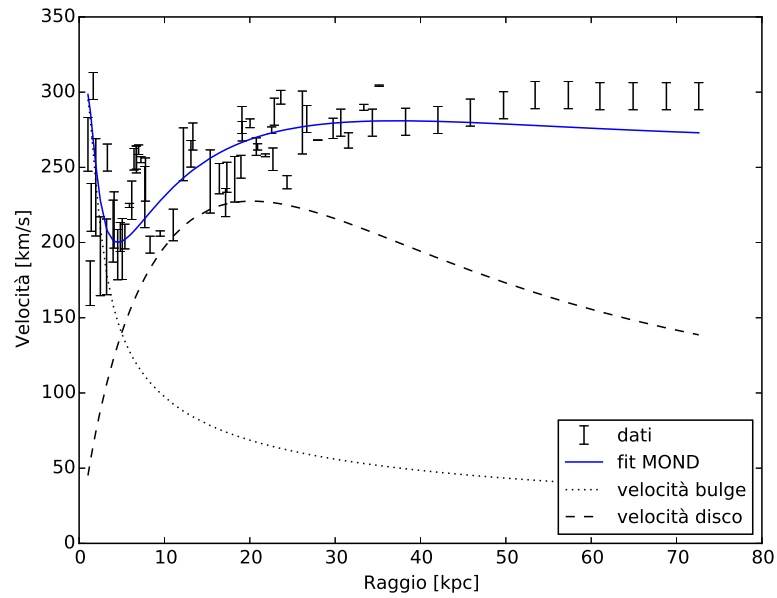
Nella figura 4.5 si può vedere il comportamento della famiglia c funzione interpolante a diversi gradi. L'unico effetto visibile della variazione di grado della funzione è la riduzione della regione di passaggio da un regime all'altro. In assenza di indicazioni fisiche che orientino la scelta del grado e non avendo informazioni sulle strutture degli aloni di materia oscura si è deciso di rimanere a quanto indicato dalla letteratura, ovvero la funzione standard.

### Curva di rotazione

Per quanto riguarda il contributo di bulge e disco è stata usata la stessa procedura seguita nel paragrafo 4.4 e sono state fatte le stesse ipotesi. Una volta calcolata la somma dei contributi alla velocità usando la formula 4.4.1, escludendo ovviamente il contributo dell'alone, è stato possibile ricostruire l'accelerazione newtoniana attesa dal contributo di disco e bulge. Successivamente è stato calcolato il raggio di transizione dal regime newtoniano a quello di campo debole e nella parte esterna della galassia ed è stata applicato il modello MOND secondo quanto descritto nel paragrafo 3.1. Nel caso di UGC 2885 la transizione avviene a circa 16,5 kpc. Dopo aver applicato la funzione interpolante per smussare il passaggio dai due regimi è stato applicato lo stesso algoritmo di minimizzazione del  $X^2$  usato per il modello  $\Lambda$ CDM. Vale ovviamente lo stesso discorso fatto in precedenza sulla valenza del  $X^2$  come parametro di confronto. Rifacendo i calcoli si ottiene così  $\sigma = 27.6 km/s$  Il risultato ottenuto dalla minimizzazione è

$M/L$ ( $M_{\odot}/L_{\odot}$ )	$\sigma$ ( $km/sec$ )	$AIC$	$BIC$
$0.86 \pm 0.03$	27.6	0.99	3.2

mentre la curva di velocità ottenuta è visibile in figura 4.6b.

(a) *Decomposizione modello  $\Lambda$ CDM*(b) *Decomposizione modello MOND*

**Figura 4.6:** Decomposizione delle curve di velocità, con in evidenza le componenti che le costituiscono, si noti come disco e bulge siano molto simili nei due casi e che il contributo dell'alone venga trasformato completamente da MOND in azione della gravità modificata

# Capitolo 5

## Discussione

### 5.1 Confronto sul metodo

Forse è opportuno dare inizio al confronto tra MOND e  $\Lambda$ CDM partendo dalle ipotesi, dalle assunzioni e dal metodo alla base dei due modelli. Per quanto quindi si sposti il problema dall'ambito puramente scientifico a quello filosofico, è molto importante capire se ci siano dei presupposti logici errati e se l'analisi del metodo dia indicazioni sulla validità di un modello piuttosto che su quella del suo rivale.

#### **Falsificabilità**

Dal punto di vista puramente metodologico, il dibattito può essere ricondotto a un problema più profondo, ovvero alla contrapposizione tra metodo induttivista e metodo deduttivista in campo scientifico. Se da una parte si ha la pretesa di estrarre una legge di gravità non newtoniana da un grandissimo numero di osservazioni, dall'altra si vuole costruire un modello cosmologico assumendo a priori la validità della relatività generale ad ogni scala. Da una parte abbiamo una legge che emerge da un vasto, ma non illimitato, campione di osservazioni, dall'altra un modello che cerca di raffinarsi sempre di più per rendere compatibili le sue previsioni con le osservazioni. In linea di principio bisognerebbe protendere per il deduttivismo, cioè per la creazione di modelli a partire da ipotesi coerenti da cui dedurre previsioni confrontabili con la realtà, poiché l'induttivismo non garantisce mai l'universalità di una legge (si ricordi la famosa metafora del tacchino induttivista di Bertrand Russell (1988)), rischiando però di allontanarsi dalla realtà. L'ideale sarebbe quindi usare la molteplicità delle evidenze osservative per formulare leggi che diano previsioni osservabili.

Guardando la questione da un altro punto di vista i due modelli dibattono sulla sede della nostra ignoranza: essa si trova in una parte dell'universo ancora da esplorare o nelle leggi che usiamo per descrivere l'universo conosciuto? Nella storia questi atteggiamenti si sono rivelati fruttuosi da entrambe le parti, per lo meno in ambito gravitazionale. Per giustificare l'irregolarità dei moti planetari ad esempio è stata supposta delle massa nascosta poi trovata in Nettuno, per giustificare la precessione di Mercurio invece si è dovuti ricorrere a una modifica della gravità newtoniana. Non si può quindi dire, sulla base dei risultati ottenuti in passato, che ci sia una via maestra per trovare la tanto agognata massa nascosta che riempie l'universo.

Oggi il mondo scientifico accetta quasi universalmente il principio di falsificabilità popperiano come discriminare fra modelli e teorie. Non funziona più come agli albori della scienza quando una teoria fondava la sua forza su una collezione di risultati positivi (che come si diceva poco fa è appunto il nocciolo del metodo induttivista), oggi deve essere falsificabile e finché sopravvive alla falsificazione può essere considerata migliore di altre teorie che non ce l'hanno fatta. È un'idea molto potente che implica un processo scientifico sempre in divenire e che considera ogni risultato come gradino per quello successivo. Il problema di questo principio è che non riesce a difendersi dal proliferare di ipotesi *ad hoc* introdotte con l'obiettivo di evitare appunto la falsificabilità. Ed essenzialmente è proprio quello che sembra succedere oggi con il modello  $\Lambda$ CDM. Kroupa (2012) elenca ben 22 problematiche del modello che sono state man mano risolte con l'aggiunta di ipotesi specifiche e mirate. Il problema più difficile da risolvere sembra dunque quello di capire, imbattendosi nel fallimento di un modello, quando sia meglio mettere in discussione le ipotesi iniziali piuttosto che aggiungerne di nuove.

### Parametri liberi e criteri statistici

Proseguendo il discorso sulla falsificabilità ci si imbatte nella questione dei parametri liberi. Più un modello è adattabile ad ogni circostanza, meno sarà falsificabile poiché è in grado di spiegare anche quei casi che potrebbero dimostrare la sua erroneità. Il modello  $\Lambda$ CDM presenta nel suo complesso 6 parametri fondamentali più 5 parametri derivati. Nel caso ristretto dell'analisi delle curve di velocità però ci troviamo a utilizzare 3 parametri di cui due sono legati alla materia oscura, MOND invece ne presenta uno solo.

In generale la storia del metodo scientifico insegna che è quasi sempre preferibile un numero minore di parametri, poiché va incontro al principio di semplicità che è universalmente riconosciuto come uno dei fondamenti della ricerca scientifica. Questo principio già presente in Aristotele diventa chiaro nella prima legge della scienza di Newton: la base di una buona teoria (o di

un modello) è la sua capacità di trovare una causa comune a una molteplicità di fenomeni, ovvero di trovare la semplicità nella complessità. Sober (2015) e altri chiamano questo principio *principio di parsimonia* della scienza, ovvero la capacità di una buona teoria di risparmiare su entità invocate, parametri liberi e spiegazioni complesse. Ora ci si potrebbe chiedere se si può valutare quantitativamente la bontà di un modello mettendo insieme capacità di adattamento ai dati e minor numero possibile di parametri liberi. In ambito statistico sono stati sviluppati alcuni criteri in grado di farlo. Uno dei più importanti è il *test di verifica delle informazioni* elaborato da Akaike (1974). Il metodo si basa sull'entropia dell'informazione e misura la quantità di informazione che si perde nell'applicare un modello ai dati. Il coefficiente AIC (*Akaike Information Criterion*) è definito da:

$$AIC = 2N_{par} - N_{oss} \ln(P)$$

ove  $N_{par}$  è in numero di parametri liberi,  $N_{oss}$  è il numero di osservazioni e  $P$  è la funzione di massima verosimiglianza che nel nostro caso può essere approssimata a:

$$P \approx e^{-X^2/N_{oss}}$$

La formula qui presentata non è quella originale presentata da Akaike ma quella corretta che viene utilizzata dall'algoritmo di minimizzazione di Python (GitHub 2018). Il test di Akaike è stato poi corretto per evitare problemi di overfitting nel caso di set di dati molto piccoli ed esteso partendo da premesse più deboli. In prima approssimazione però resta un buon metodo di valutazione dei modelli. Un altro metodo statistico simile è invece il BIC (*Bayesian Information Criterion*) elaborato da G. Schwarz e definito da:

$$BIC = \ln(N_{oss})N_{par} - N_{oss} \ln(P)$$

I due criteri si differenziano per il peso che viene dato al numero di parametri e hanno scopi leggermente diversi. Dal confronto fatto da Burnham e Anderson risulta che BIC punta a selezionare il modello vero (inteso come quello che produce il set di dati) in un gruppo generico di modelli mentre AIC tende a selezionare il modello migliore. Dal momento che però in generale non si ha mai un modello vero in astronomia, a maggior ragione nel caso delle curve di rotazione delle galassie, è preferibile usare l'AIC poiché più generico (Sober 2015). Nel prossimo paragrafo i due criteri verranno usati per confrontare i modelli.

## 5.2 Confronto risultati

### Confronto $X^2$ e $\sigma$

Come detto nel paragrafo 4.4 a causa dell'eterogeneità dei dati sono stati presi alcuni accorgimenti per il calcolo del  $X^2$ . Se si considera quindi la  $\sigma$  come intervallo di confidenza si osserva che i modelli si equivalgono a meno di qualche punto percentuale. Il fatto che si riesca a ottenere un  $X^2$  plausibile solo all'aumentare della  $\sigma$  ci mostra come entrambi i modelli siano molto generici sull'andamento delle curve e non tengano in considerazione tutte quelle strutture più fini che caratterizzano la conformazione delle galassie.

### AIC & BIC

La differenza tra i modelli diventa invece più marcata se consideriamo i criteri statistici illustrati nel paragrafo 5.1. Sia AIC che BIC mettono in luce una netta superiorità di MOND causata dal ristretto numero di parametri liberi. Bisognerebbe valutare meglio l'applicabilità dei criteri (anche nelle loro estensioni) ai due modelli, questione che però si è rivelata troppo estesa per essere affrontata in questo lavoro. Ad ogni modo entrambi descrivono disco e bulge molto simili e con un valore del rapporto  $M/L$  concorde e coerente con la letteratura. Il contributo alla curva dovuto all'alone viene convertito completamente da MOND in effetto della gravità modificata. In definitiva non si può considerare UGC 2885 un caso significativo per la valutazione dei modelli, che quindi va rimandata a studi statistici più ampi.

### Problema dei dati

Bisogna anche ricordare che la grande dispersione dei dati nella zona centrale ha influito molto sulla difficoltà di descrivere le curve. Bisognerebbe quindi valutare la possibilità di raccogliere dati più precisi o di trovare un metodo di selezione che faccia pesare il contributo dell'ottico quanto quello del radio.

## 5.3 Cosa dice l'universo?

Non basta certo una superiorità metodologica per confermare la validità di un modello, per quando possa indicare una via da seguire nel caso in cui i risultati di modelli diversi siano molto simili. Escluse le diatribe tra i sostenitori delle due parti bisogna forse ripartire dal dato fisico e dai limiti che l'universo impone tanto su scala galattica quanto su scala cosmologica.



Vediamo dunque quali sono queste basi su cui si potrà costruire la soluzione al problema della massa mancante.

### Relazione dell'accelerazione radiale

Come mostrano McGaugh e Lelli (2016) esiste una relazione inequivocabile tra l'accelerazione radiale subita da una particella in orbita intorno al centro galattico e quella calcolata a partire dalla distribuzione della materia barionica nella galassia stessa. Il valore del risultato ottenuto è dato dal fatto che gli autori hanno limitato in ogni modo le assunzioni di base e usato dati provenienti dalla letteratura, affidandosi quindi a curve di rotazione e decomposizioni fotometriche universalmente accettate dalla comunità scientifica. Hanno quindi utilizzato le 175 galassie a disco dello SPARC database (Spitzer Photometry and Accurate Rotation Curves) che contiene sia osservazioni nel vicino infrarosso ( $3,6\ \mu\text{m}$ ) che nel radio ( $21\ \text{cm}$ ) e applicando la minor selezione possibile per includere galassie di ogni tipo morfologico sono giunti a un campione di 153 galassie. Assumendo poi uno spessore ridotto ma non infinitamente sottile del disco hanno risolto numericamente l'equazione di Poisson

$$\nabla^2\Phi_{bar} = 4\pi G\rho_{bar}$$

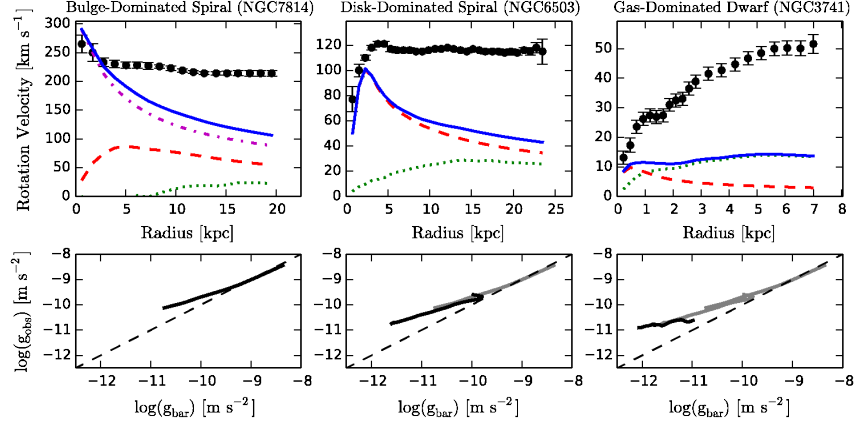
per determinare il potenziale gravitazionale di ciascuna componente barionica. Dopodiché hanno calcolato l'accelerazione dovuta a ogni componente

$$g_{bar} = \left| \frac{\partial\Phi_{bar}}{\partial R} \right|$$

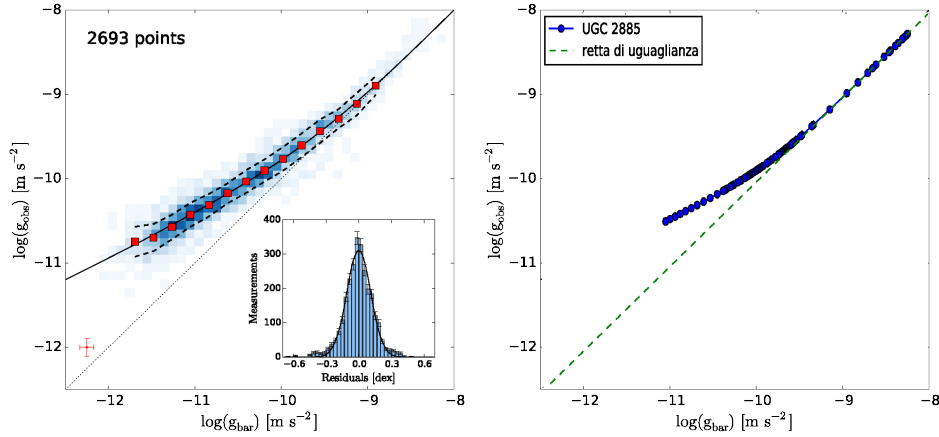
Per il calcolo del rapporto  $M/L$  hanno costruito un modello delle popolazioni stellari in relazione all'emissione a  $3,6\ \mu\text{m}$  e hanno ottenuto  $M/L = 0.5M_{\odot}/L_{\odot}$  per tutti i tipi morfologici. Questo ragionamento ha permesso loro di avere un numero minimo di assunzioni per poter ottenere il risultato più generale possibile. Come loro stessi dicono «l'unica concessione fatta alla complessità astronomica» è stata quella di assumere  $M/L = 0.7M_{\odot}/L_{\odot}$  per i bulge delle 31 galassie con bulge del campione, anche se hanno verificato avrebbe solamente aumentato la dispersione dei risultati senza modificare l'esito del lavoro. Successivamente hanno messo in relazione la  $g_{obs}$  accelerazione osservata e la  $g_{bar}$  accelerazione calcolata a partire dalla fotometria. La relazione trovata è ben descritta da:

$$g_{obs} = \frac{g_{bar}}{1 - e^{-\sqrt{g_{bar}/g_0}}} \quad (5.3.1)$$

ove  $g_0$  è l'unico parametro libero, ovvero un'accelerazione di scala. Quanto ottenuto è visibile in figura 5.1 e 5.2. Il risultato che maggiormente sottoli-



**Figura 5.1:** Nei tre riquadri superiori viene mostrata la curva di velocità di tre galassie di tipo morfologico molto diverso con in evidenza le componenti (in blu il bulge, in rosso il disco e in verde il gas). Nei riquadri inferiori viene mostrata la relazione tra accelerazione osservata e accelerazione calcolata dalla materia barionica. Andando da sinistra verso destra è stato lasciato in grigio il grafico delle altre galassie per mostrare la relazione emergente. Immagine riprodotta da McGaugh e Lelli (2016).



**Figura 5.2:** Confronto tra i risultati ottenuti da McGaugh e Lelli (2016) e quelli per UGC 2885. Viene mostrata l'accelerazione osservata in funzione di quella barionica, ovvero newtoniana per la materia visibile. McGaugh e Lelli hanno usato un campione di 153 galassie con un totale di 2693 punti. Le linee tratteggiate rappresentano la perfetta uguaglianza tra le due accelerazioni.

neano gli autori è che la dispersione delle 153 galassie rispetto alla relazione è riconducibile unicamente all'incertezza strumentale e concludono dicendo che non c'è speranza che questa relazione sia frutto di ipotesi erranee o di errori sistematici. È evidente che nei pressi di  $g_0$  avvenga qualcosa e che la materia oscura si disponga nello stesso identico modo in ogni galassia iniziando ad agire solo quando l'accelerazione barionica scende al di sotto di  $g_0$  imponendo un forte accoppiamento tra materia oscura e barionica. Questo risultato ci pone davanti a tre possibilità:

- l'accoppiamento è il prodotto finale del processo di formazione galattica
- è necessaria una nuova fisica della materia oscura che spieghi l'accoppiamento poichè ad oggi tutte le ipotesi sulla materia oscura lo escludono
- l'accoppiamento è il risultato di una nuova legge della dinamica che non considera la presenza di materia oscura

È dunque evidente che esista una relazione tra l'accelerazione barionica e quella osservata che viene ritrovata in galassie di tipo morfologico molto diverso. Se ci si vuole spingere più in là nel ricercare il significato di tale relazione si nota che  $g_0 = a_0$  e che la funzione 5.3.1 può essere messa in relazione con una delle famiglie di funzioni interpolanti proposte da McGaugh (2008).

### Coincidenze

Oltre alla *conspiracy* c'è un'altra coincidenza interessante che riguarda  $a_0$ . Infatti l'accelerazione di scala di MOND è dello stesso ordine di grandezza di due altre accelerazioni fondamentali in cosmologia e si rapporta con esse tramite semplici relazioni:

$$a_0 \approx 2\pi c H_0 \approx c (\Lambda/3)^{1/2}$$

ove  $H_0$  è la costante di Hubble, che quantifica l'espansione dell'universo mentre  $\Lambda$  è la costante cosmologica che spiega l'espansione accelerata. Risulta quindi che tre accelerazioni ottenute in modo del tutto indipendente e relative ad ambiti diversi dell'astrofisica sembrano avere delle relazioni profonde e, nella più ardita delle ipotesi, un'origine comune.

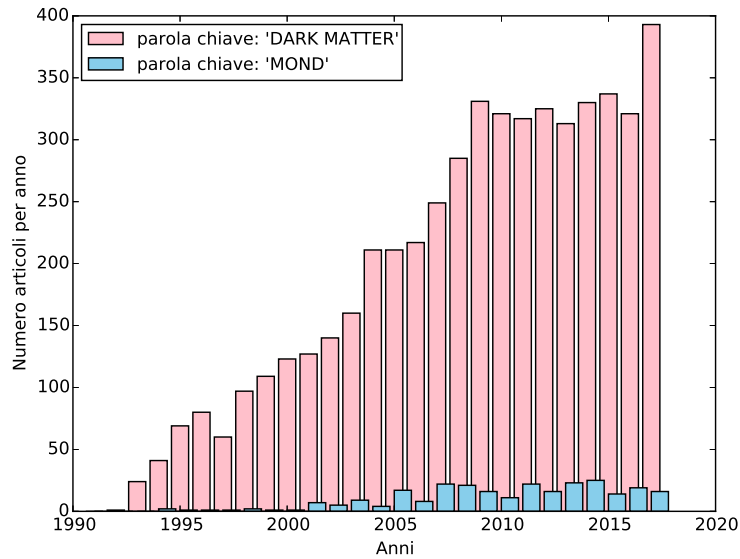
### Spettri di potenza, ammassi e CMB

Se ci si sposta dalla scala galattica a quella cosmologica si hanno altri punti fermi imposti dalle osservazioni. Come già mostrato nel paragrafo 3.4 la

*CMB* da delle informazioni fondamentali sulle prime fasi della vita dell'universo. I tre picchi dello spettro angolare di potenza sono un dato di fatto che ogni modello cosmologico deve spiegare, così come lo spettro di potenza e le oscillazioni acustiche della materia barionica (cfr. fig. 3.3 e 3.4). Infine a metà fra le due scale si trovano gli ammassi. Gli ammassi di galassie sono problematici per entrambi i modelli poiché presentano dispersioni di velocità altissime al loro interno e distribuzioni della materia barionica e effetti gravitazionali che non corrispondono. Se si considerassero i due modelli come approssimazioni a grande e piccola scala, è negli ammassi che si dovrebbe cercare un accordo tra i due.

## 5.4 Problema della dignità

Una delle difficoltà maggiori in cui ci si imbatte cercando di comparare i due modelli è la mancanza di studi estesi e applicazioni della dinamicamondiana. Questo rende difficile avere risultati confrontabili al di fuori delle curve di rotazione galattiche e di poche altre previsioni. A differenza di altre questioni, come l'Energia Oscura, che vengono affrontate con più cautela e soppesando le diverse alternative, nel caso della diatriba sulla massa mancante sembra che il modello  $\Lambda$ CDM si sia affermato sin da subito come modello dominante e sia stato accettato come buono dalla maggior parte della comunità scientifica. Stando ai risultati non ci si spiega questa differente dignità di cui godono i modelli. In un confronto con White all'università Bonn nel 2010 Pavel Kroupa riporta una raccolta di commenti e rifiuti ricevuti a causa del suo lavoro sulle galassie nane senza materia oscura e conferma all'interlocutore che le simulazioni di evoluzione dell'universo secondo MOND e l'analisi di molti oggetti manca a causa del bassissimo numero di addetti ai lavori che decidono di occuparsi di teorie alternative (*Das Bethe-Kolloquium*, 2010). Se si vuole quantificare questa disparità in modo molto veloce e poco accurato si può contare anno per anno il numero di articoli pubblicati su [arXiv.org](https://arxiv.org) che contengano nel titolo le parole chiave DARK MATTER e MOND. Il risultato è visibile in figura 5.3. L'archivio copre il periodo che parte dal 1990 e arriva ad oggi e i dati presi in considerazione sono sicuramente affetti a molti errori sistematici (alcuni articoli possono essere stati conteggiati più volte poiché riportano diverse date, si può immaginare che nei primi anni l'archivio fosse poco popolare e quindi il numero di articoli pubblicati non corrisponda a quelli esistenti, gli articoli con le parole chiave in questione possono essere indiscriminatamente pro o contro il modello citato etc. etc.) ma la disparità di attenzione data ai due modelli è però evidente. Diventa quindi fondamentale una presa di coscienza da parte della comunità scientifica del peso reale che



**Figura 5.3:** Numero di articoli annui con le parole chiave "DARK MATTER" e "MOND" nel titolo presenti su [arXiv.org](https://arxiv.org) nella categoria "astro-physics" a partire dalla sua fondazione nel 1990

hanno i due modelli in modo da poterli sviluppare in parallelo e confrontarli alla pari finché non si troverà la prova necessaria a falsificare uno dei due.



# Capitolo 6

## Conclusioni e Prospettive

### 6.1 Conclusioni

Riassumendo quanto detto fin qui si può affermare che i risultati di entrambi i modelli sono molto buoni e, nella semplicità della loro descrizione della curva, si adattano bene ai dati considerando un intervallo di confidenza accettabile (intorno al 10% della misura). La decomposizione è coerente con quanto trovato in letteratura e si trovano valori del rapporto massa luminosità del tutto plausibili. Da notare l'elevata capacità dell'algoritmo `Minimizer()` di Python per la minimizzazione del  $X^2$  in grado di fornire anche numerosi parametri per la valutazione del modello (AIC, BIC,  $\tilde{X}^2$ , coefficienti di correlazione). L'analisi ha infine confermato la bontà dell'assunzione del *maximum disk* per il modello  $\Lambda$ CDM. A causa della buona capacità di entrambi i modelli di descrivere bene la curva non si è potuto fare un discriminare fra i due se non quello basato sul minor numero di parametri che indicherebbe MOND come preferibile. Il successivo confronto metodologico ha confermato questa propensione senza però risultare conclusivo. Entrambi i modelli hanno numerosi riscontri osservativi dalla loro parte e altrettante problematiche da risolvere. L'unica certezza sembra quella di dover sviluppare ulteriormente MOND per poter avere un confronto alla pari su scala cosmologica. Nel prossimo paragrafo si vedranno le strade da seguire per la soluzione del problema.

### 6.2 Prospettive future

Come già accennato in precedenza le prospettive future seguono due direzioni principali:

- ricerca di una particella fondamentale che giustifichi la presenza e il comportamento della materia oscura
- sviluppo delle teorie alternative anche con la prospettiva di creare un modello misto MOND-HDM

### **Nuove particelle all'LHC**

Come visto nel paragrafo 2.4, la materia oscura può essere rivelata in modo diretto o indiretto e se ne possono osservare gli effetti per dedurne le caratteristiche. Il modo più sicuro per scoprire però nuove particelle da valutare come candidati è sicuramente quello di ricorrere ai grandi acceleratori. All'*LHC* di Ginevra ci sono diversi esperimenti in progetto che punteranno, se non a vedere le particelle di materia oscura, almeno a individuare i mediatori dell'interazione con la materia barionica (per una panoramica degli esperimenti si può vedere in Hong (2018)). Resta il fatto che non si è sicuri che la materia oscura rientri nell'intervallo energetico considerato al *CERN*.

### **Neutrini pesanti e MOND**

Nella prospettiva di un modello misto sono state portate avanti ricerche su un possibile scenario in cui la materia oscura sia composta da neutrini sterili con la massa di 11 eV. I neutrini sterili potrebbero essere ottimi candidati poiché troppo caldi per influire sulla dinamica delle galassie, ma abbastanza pesanti per contribuire alla formazione degli ammassi. È stato mostrato come questa ipotesi sia perfettamente in grado di spiegare anche il terzo picco dello spettro di potenza della CMB (Angus e Diaferio 2011). Bisognerebbe quindi accantonare il modello  $\Lambda$ CDM per abbracciarne uno con materia oscura calda e dinamica newtoniana modificata.



# Bibliografia

- Akaike, H. (1974). «A New Look at the Statistical Model Identification». In: *IEEE Transactions on Automatic Control* 19, pp. 716–723.
- Akerib, D. S. et al. (2017). «Results from a Search for Dark Matter in the Complete LUX Exposure». In: *Physical Reviews Letters* 118.
- Alcock, C. et al. (2000). «The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of Large Magellanic Cloud Observations». In: *The Astrophysical Journal* 542, pp. 281–307.
- Andredakis, Y. C. e R. H. Sandres (1994). «Exponential Bulges in Late-Type Spirals: an Improved Description of the Light Distribution». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 267, pp. 283–296.
- Angus, G. W. e A. Diaferio (2011). «The Abundance of Galaxy Clusters in Modified Newtonian Dynamics: Cosmological Simulations With Massive Neutrinos». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 417, pp. 941–949.
- Arun, A., S. B. Gudennavar e C. Sivaram (2017). «Dark Matter, Dark Energy and Alternate Models: a Review». In: *Advances in Space Research* 60, pp. 166–186.
- Bekenstein, J. D. (2004). «Relativistic Gravitation Theory for the Modified Newtonian Dynamics Paradigm». In: *Physical Review D* 70.
- Brdar, V. et al. (2017). «X-Ray Lines from Dark Matter Annihilation at the keV Scale». In: *Physical Letters Review* 120.
- Cappellari, M. et al. (2015). «Small Scatter and Nearly Isothermal Mass Profiles to Four Half-Light Radii from Two-Dimensional Stellar Dynamics of Early-Type Galaxies». In: *The Astrophysical Journal Letters* 804.
- Collaboration, Planck (2016). «Planck 2015 Results. XX. Constraints on Inflation». In: *Astronomy & Astrophysics* 594.
- Cr ez e, M. et al. (1998). «The Distribution of Nearby Stars in Phase Space Mapped by Hipparcos: I. The Potential Well and Local Dynamical Mass». In: *Astronomy & Astrophysics* 329, pp. 920–936.

- Firmiani, C. (2000). «Evidence of Self-Interacting Cold Dark Matter From Galactic to Galaxy Cluster Scales». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 315.
- Funk, S. (2015). «Indirect Detection of Dark Matter with  $\gamma$  Rays». In: *Proceeding of National Academy of Science of the U.S.A.* 112.
- Kent, S. M. (1986). «Dark Matter in Spiral Galaxies: I. Galaxies With Optical Rotation Curves». In: *The Astrophysical Journal* 91.6, pp. 1301–1327.
- Klypin, A. et al. (1999). «Where Are the Missing Galactic Satellites?». In: *The Astrophysical Journal* 522, pp. 82–92.
- Kroupa, P. (2012). «The Dark Matter Crisis: Falsification of the Current Standard Model of Cosmology». In: *Publications of the Astronomical Society of Australia (CSIRO Publishing)* 29, pp. 395–433.
- Lee, J. e E. Komatsu (2010). «Bullet Cluster: A Challenge to  $\Lambda$ CDM Cosmology». In: *The Astrophysical Journal* 718, pp. 60–65.
- McGaugh, S. S. (2008). «Milky Way Mass Models and MOND». In: *The Astrophysical Journal* 683.
- McGaugh, S. S. e F. Lelli (2016). «Radial Acceleration Relation in Rotationally Supported Galaxies». In: *Physical Review Letters* 117.
- Milgrom, M. (1983). «A Modification of the Newtonian Dynamics as a Possible Alternative to the Hidden Mass Hypothesis». In: *The Astrophysical Journal* 270, pp. 365–370.
- Milgrom, M. e R. H. Sanders (2008). «Rings and Shells of “Dark Matter” as MOND Artifacts». In: *The Astrophysical Journal* 678.
- Moriondo, G., R. Giovanelli e M.P. Haynes (1999). «Near-Infrared Observations of Galaxies in Pisces-Perseus III. Global Scaling Relations of Disks and Bulges». In: *Astronomy & Astrophysics* 346, pp. 415–427.
- Navarro, J. F., C. S. Frenk e S. D. M. White (1996). «The Structure of Cold Dark Matter Halos». In: *The Astrophysical Journal* 462, pp. 563–575.
- Percival, W. J. et al. (2007). «Measuring the Baryon Acoustic Oscillation Scale Using the SDSS and 2dFGRS». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 381, pp. 1053–1066.
- Roelfsema, P. R. e R. J. Allen (1985). «Radio Observation of HI in UGC 2885, the Largest Identified Sc Galaxy». In: *Astronomy & Astrophysics* 146, pp. 213–222.
- Rubin, V. (1996). *Bright Galaxies, Dark Matters*. New York: Springer Science & Business Media.
- Russel, B. (1988). *I Problemi della Filosofia*. milano: Feltrinelli.
- Sanders, R. H. (1996). «The Published Extended Rotation Curves of Spiral Galaxies: Confrontation with Modified Dynamics». In: *The Astrophysical Journal* 473, pp. 117–129.

- (1998). «Rotation Curves of UMa Galaxies in the Context of Modified Newtonian Dynamics». In: *The Astrophysical Journal* 503.
- (1999). «The Virial Discrepancy in Clusters of Galaxies in the Context of Modified Newtonian Dynamic». In: *The Astrophysical Journal* 512, pp. 23–26.
- Scarpa, R. (2006). «Modified Newtonian Dynamics, an Introductory Review». In: *American Institute of Physics proceedings series* 822.
- Sober, E. (2015). *Ockham's Razors: A User's Manual*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Tisserand, P. et al. (2007). «Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds». In: *Astronomy & Astrophysics* 469.2, p. 469.
- Tully, R. B., H. M. Courtois e J. G. Sorce (2016). «Cosmicflows-3». In: *The Astronomical Journal* 152.
- Walsh, D., R. F. Carswell e R. J. Weymann (1979). «0957+561 A,B: Twin Quasistellar Objects or Gravitational Lens?» In: *Nature* 279, pp. 381–384.
- Zhao, H. S. e B. Famaey (2006). «Redefining MOND Interpolating Function and TeVeS Lagrangian». In: *The Astrophysical Journal Letters* 638.
- Zwicky, F. (1937). «On the Masses of Nebulae and Cluster of Nebulae». In: *The Astrophysical Journal* 86.3, pp. 217–247.

## Sitografia

- Dodelson, S. (2011). *The Real Problem With MOND*. URL: <https://arxiv.org/abs/1112.1320v1>.
- Hong, T. M. (2018). *Dark Matter Searches at the LHC*. URL: <https://arxiv.org/pdf/1709.02304.pdf>.
- NASA, Science Team (2013). *WMAP 9-Year Results Released*. URL: <https://map.gsfc.nasa.gov/news/>.
- Nilson, P. (1971). *Introduction to Uppsala General Catalogue of Galaxies*. URL: <http://ned.ipac.caltech.edu/level5/March02/Nilson/Nilson1.html>.
- uni-bonn.tv (2010). *Das Bethe-Kolloquium*. URL: <https://www.youtube.com/watch?v=dEsKnCx32L8>.
- Yegorova, I. A. (2007). *Dark Matter in Spiral Galaxies*. URL: <http://preprints.sissa.it/xmlui/handle/1963/5271>.