

· UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea specialistica in Fisica

La perdita del momento angolare nella formazione delle galassie: un approccio numerico



Relatore: Stefano Borgani

Studentessa:
Marina Galvagni

Correlatore: Pierluigi Monaco

30/10/09
Anno Accademico 2008/09

Indice

Introduzione	i
1 La struttura a grande scala dell'universo	1
1.1 L'universo in espansione	1
1.2 Il modello gerarchico	3
1.3 La struttura delle galassie	7
1.3.1 Il momento angolare delle galassie a spirale	12
1.3.2 La formazione delle galassie ellittiche	13
1.4 Questioni irrisolte nel modello gerarchico	14
2 Metodi numerici per la formazione di galassie	17
2.1 Il codice GADGET-2	17
2.1.1 Il codice ad albero	19
2.1.2 Il metodo SPH	21
2.2 L'identificazione delle galassie	28
2.3 I modelli implementati	29
2.3.1 Il modello efficace	30
2.3.2 Il modello efficace coi venti galattici	33
2.3.3 Il modello con feedback adiabatico	34
2.3.4 Il modello MUPPI	35
2.4 La perdita di momento angolare	39
3 Analisi della formazione di galassie nane	43
3.1 I metodi di indagine	44
3.2 I risultati del modello MUPPI a soglia bassa	51
3.2.1 Il momento angolare barionico	54
3.2.2 Considerazioni sul modello MUPPI a soglia bassa	54
3.3 I risultati del modello MUPPI a soglia alta	61

3.3.1	Il momento angolare barionico	63
3.3.2	Considerazioni sul modello MUPPI a soglia alta	64
3.4	I risultati del modello MUPPI con feedback cinetico	69
3.4.1	Il momento angolare barionico	71
3.4.2	Considerazioni sul modello MUPPI con feedback cinetico	71
3.5	I risultati del modello efficace	77
3.5.1	Il momento angolare barionico	80
3.5.2	Considerazioni sul modello efficace	81
3.6	I risultati del modello efficace coi venti galattici	86
3.6.1	Il momento angolare barionico	89
3.6.2	Considerazioni sul modello efficace coi venti galattici	89
3.7	I risultati del modello con feedback adiabatico	95
3.7.1	Il momento angolare barionico	98
3.7.2	Considerazioni sul modello con feedback adiabatico	98
3.8	Un confronto tra i modelli	103
4	Analisi della formazione di una galassia a spirale	111
4.1	Le simulazioni	112
4.2	Un confronto tra i risultati delle simulazioni	115
4.2.1	La struttura delle galassie	116
4.2.2	Lo stato di rotazione delle galassie	118
4.2.3	La conservazione del momento angolare	119
4.2.4	Conclusione	122
5	Conclusioni	139
	Bibliografia	153

Ringraziamenti

Con questa tesi si conclude una parte importante della mia vita: la fase dello studente. Desidero ringraziare caldamente tutte le persone che mi sono state vicine in questi anni supportandomi e, soprattutto, sopportandomi.

Innanzitutto ringrazio il Professore Borgani ed il Professore Monaco per la loro pazienza e disponibilità durante il lavoro di ricerca e la stesura di questa tesi, per i loro consigli e la loro umanità, che mi hanno aiutato a passare indenne questi ultimi mesi e che mi hanno insegnato molto.

Un grazie di cuore anche alla mia famiglia, che mi ha da sempre sostenuto economicamente e psicologicamente: i miei genitori, che con la loro incrollabile fiducia nelle mie capacità hanno saputo darmi forza anche nei momenti più stressanti, e che sono riusciti ad essermi vicini in questo mio cammino senza mai risultare invadenti o pesanti. Grazie ai miei fratelli Fabio, Anna e Federico, che nonostante la lontananza riescono a farmi sentire il loro affetto. Ci sono poi alcune persone che, pur non facendo parte della mia famiglia in senso stretto, sono particolarmente importanti per me e hanno saputo aiutarmi molto in questi anni: grazie quindi al mio splendido Luca per la sua pazienza, la sua fiducia in me, il suo aiuto continuo e grazie ad Andrea per la sua incredibile amicizia.

Durante la mia esperienza universitaria ho avuto la fortuna di incontrare molte persone che mi hanno aiutato, sia nella preparazione concreta degli esami che dandomi serenità e fiducia nei momenti di stress: un grazie quindi anche ad Isabella, Fabrizio e Davide, compagni di avventura nella mia fase bresciana, a Elisa e Damiana, amiche triestine con cui ho condiviso sia i momenti di studio che le micro vacanze che ci siamo concesse; grazie a Mirco, Cinci Giulietti, Florian. Un ringraziamento a parte a Patrizia, Nadia e Tommaso, per avermi aiutata a vivere questi anni a Trieste anche al di fuori di in una biblioteca. Infine, vorrei dire grazie a delle persone che in ordine temporale sono arrivate per ultime, ma che in questi ultimi mesi mi sono state

vicine dandomi consigli e regalandomi sorrisi (oltre che vittorie a calcino): i compagni della villa Emanuele, Bibi, Dado, Dunja, Bigna e Zappa.

Grazie di cuore a tutte queste persone: sono stata fortunata ad incontrare ciascuno di voi.

Introduzione

L'umanità intera è caratterizzata da un'innata curiosità, da cui si sono originate tutte le forme del sapere: dalla filosofia alla musica, dalla religione alla scienza. In particolare, fin dalla notte dei tempi si è cercato di comprendere l'universo e tutti i suoi fenomeni, che ci risultano particolarmente affascinanti e misteriosi. Per fare questo, siamo ricorsi dapprima a miti e leggende, a spiegazioni di natura religiosa, per poi cercare risposte sempre più precise man mano che le nostre conoscenze e tecniche di indagine miglioravano. Il risultato di questi sforzi è stata la nascita di una nuova branca della scienza, l'astrofisica, che oggi risulta essere suddivisa in due sfere: la parte osservativa e quella teorica. Per quanto riguarda il secondo aspetto, la complessità e la non linearità della maggioranza dei fenomeni studiati rende problematico lo sviluppo di teorie di tipo analitico; si ricorre perciò all'astrofisica numerica per ottenere previsioni da confrontare coi dati osservativi. La componente computazionale in questa scienza va quindi a completare quella teorica; da qui l'importanza dell'analisi delle simulazioni numeriche in astrofisica. Non va tuttavia dimenticato che le simulazioni sono soggette a complicazioni di natura strettamente computazionale; nello sviluppo di una teoria bisogna quindi distinguere tra le questioni di natura numerica e quelle più propriamente teoriche.

I dati forniti dalle osservazioni hanno premesso lo sviluppo di un modello di consenso, il modello standard Λ CDM descritto brevemente nel primo capitolo, che permette di giustificare fenomeni quali l'espansione dell'universo, l'allontanamento delle supernove di tipo Ia, il fondo cosmologico a microonde. All'interno di questo scenario si ha la formazione di strutture tramite il modello gerarchico, che ci permette di spiegare molte delle proprietà dell'universo in cui viviamo, in particolare giustifica alcune delle principali leggi osservative delle galassie. Oggetto di questa tesi è appunto lo studio della formazione delle galassie tramite simulazioni numeriche. Nel primo capitolo forniremo una panoramica del L'attenzione verrà focalizzata sulla teoria del momento angolare per le galassie, che fornisce un'interpretazione di come questa quantità venga acquisita dalle strutture in accordo coi dati osserva-

tivi. Nonostante questo e molti altri successi del modello gerarchico, esso, assieme al modello cosmologico standard, non è esente da critiche e punti oscuri, che nomineremo per completezza.

Nel secondo capitolo focalizzeremo l'attenzione sui metodi numerici adottati nel nostro lavoro per simulare la formazione delle galassie e sui modelli implementati. Questi modelli devono tenere conto di fenomeni che avvengono su scale temporali e distanze molto diverse tra loro (si pensi ad esempio alla dimensione di una stella rispetto all'estensione di una galassia); è evidente che risulta troppo dispendioso considerare puntualmente tutti gli elementi in gioco, perciò si ricorre alla cosiddetta fisica sotto griglia: all'interno di una simulazione a tempi e lunghezze caratteristici delle galassie si introducono dei modelli efficaci che rappresentano gli effetti di fenomeni che nella realtà sono caratterizzati da scale inferiori, come la formazione stellare o i processi di feedback. Inoltre descriveremo uno dei problemi attualmente non risolti per quanto riguarda la formazione di galassie tramite simulazioni: il problema della perdita di momento angolare barionico, cioè la discrepanza tra questa quantità nelle galassie generate numericamente ed il valore che assume nelle galassie reali, che risulta essere maggiore. Questo problema viene maggiormente imputato agli effetti di un fenomeno chiamato attrito dinamico: dalle analisi svolte sino ad ora risulta che il momento angolare barionico viene perso durante la fusione tra due strutture, quando gli agglomerati di materia oscura e di gas cadono nella buca di potenziale generata dall'alone di materia oscura della struttura più grande e subiscono un effetto di attrito dovuto alle interazioni gravitazionali con la materia circostante che comporta un trasferimento del momento angolare da questi agglomerati all'alone. L'effetto totale è la perdita di questa quantità per la componente barionica. Nelle simulazioni questo fenomeno risulta essere eccessivo; per le galassie a spirale infatti si osserva che il momento angolare conservato numericamente è di un ordine di grandezza inferiore rispetto a quello rilevato per le galassie a spirale reali. La soluzione di questo problema non è ancora chiara; il suo studio è quindi importante in quanto potrebbe portare a correzioni nel modello gerarchico oppure a modifiche nei codici che si utilizzano, a seconda che questa discrepanza sia dovuta ad errori nell'interpretazione fisica del processo o nel modo in cui viene descritto all'interno dei modelli oppure ad effetti numerici.

Il lavoro presentato in questa tesi consiste in una analisi delle galassie che si generano utilizzando differenti modelli di formazione stellare e feedback da supernove, con lo scopo di individuare un legame tra le modalità con le quali i modelli descrivono la formazione delle strutture e le caratteristiche delle galassie che si ottengono. Per ognuna delle galassie in esame perciò la nostra indagine mira a determinarne la struttura morfologica generale, il suo

stato di rotazione ed infine il momento angolare barionico conservato.

La parte originale di questo lavoro è suddivisa in due fasi: nella prima, i cui risultati sono riportati nel capitolo terzo, si sono analizzate le caratteristiche di quattro galassie nane generate tramite sei differenti modelli implementati alla stessa risoluzione. Tra questi modelli utilizzati vi sono anche tre differenti implementazioni di MUPPI (MUlti-Phase Particle Integrator), un modello al momento in fase di sviluppo; i risultati dell'indagine qui riportata, infatti, fanno parte di un lavoro più ampio teso a determinare quale sia l'implementazione migliore per questo nuovo modello. In questa prima fase del lavoro l'analisi della conservazione del momento angolare barionico risulta essere poco significativa: infatti dalle osservazioni sappiamo che le galassie nane possono presentarsi anche come strutture non a supporto di rotazione, perciò in tal caso esse non conservano il momento angolare barionico anche nella realtà.

Nel capitolo quarto forniremo i risultati della seconda parte del lavoro, nella quale si è analizzata una galassia a spirale generata tramite quattro diversi modelli implementati a due differenti risoluzioni. Questo ci ha permesso di studiare anche l'effetto che la variazione di risoluzione ha sulla perdita di momento angolare, paragonando i risultati della nostra indagine a quelli ottenuti nell'articolo di Governato et al. (2004), secondo il quale aumentare la risoluzione delle simulazioni comporta una diminuzione della perdita di momento angolare. Questa seconda parte del lavoro risulta essere particolarmente interessante per quanto riguarda l'analisi del problema del momento angolare, dal momento che le galassie a spirale reali sono, contrariamente a quanto si è osservato per le galassie nane, strutture a supporto di rotazione, il che comporta che esse presentino un momento angolare barionico anche un ordine di grandezza maggiore rispetto a quello che si ottiene nelle galassie a spirale simulate.

Lo scopo di questo lavoro consiste dunque nell'individuazione del modello di formazione stellare e feedback da supernove che meglio permette di descrivere la formazione delle galassie, con particolare attenzione alla conservazione del momento barionico, stabilendo perciò quale sia il modo più corretto di descrivere i fenomeni che entrano in gioco ed il peso che questi assumono. Inoltre, si forniranno dei dati utili per stabilire quale tra le varie implementazioni di MUPPI permetta un miglioramento nella descrizione della formazione delle strutture rispetto ai modelli già esistenti. I risultati presentati in questa tesi, perciò, rappresentano una parte di quel lavoro complesso ed articolato che mira alla comprensione di come l'universo e le strutture in esso si sono formate ed evolvono.

La struttura a grande scala dell'universo

Negli ultimi decenni si è assistito ad un enorme progresso nello studio delle strutture cosmiche dovuto in parte ad un incremento dell'interesse della comunità scientifica, dall'altro alla possibilità di realizzare strumenti quali satelliti e telescopi da terra in grado di fornire dati sempre più sensibili. Ciò ha permesso lo svilupparsi di un modello di consenso per la cosmologia (il modello standard Λ CDM), nell'ambito del quale si è affermato il modello gerarchico per spiegare la formazione delle strutture cosmiche.

Questo capitolo è organizzato nel seguente modo: il paragrafo 1.1 fornisce brevemente un'analisi dell'espansione dell'universo; nel paragrafo 1.2 presenteremo il modello gerarchico rifacendoci alla review di Baugh, 2006; il paragrafo 1.3 riporta le proprietà delle galassie rilevanti per questo lavoro (si veda il testo di Peacock, 1999), soffermandosi in particolare sul parametro di spin; infine nel paragrafo 1.4 sono presentati alcuni dei problemi aperti per il modello standard e il modello gerarchico.

1.1 L'universo in espansione

Uno dei punti di svolta nello studio dell'universo è stata la scoperta nel 1929 ad opera di Hubble dell'espansione dell'universo. Egli infatti studiando lo spettro di radiazione di un campione di galassie osservò l'esistenza di una relazione tra la distanza d delle stesse e la loro velocità v di recessione, cioè la velocità a cui appaiono allontanarsi dall'osservatore:

$$v = H_0 \cdot d, \quad (1.1)$$

con H_0 costante di Hubble. Per giustificare questa relazione, chiamata legge di Hubble ci sono due possibili strade: o si ipotizza che l'umanità sia in un punto privilegiato dell'universo, rispetto al quale tutto si allontana, oppure è necessario dedurre che l'osservazione di Hubble sia generale, cioè che da qualsiasi punto dell'universo si osservi che gli oggetti distanti siano in recessione. Dal momento che la prima possibilità è da scartare per motivazioni di simmetria (in base al principio cosmologico, non c'è alcun motivo per cui dovremmo trovarci in una posizione privilegiata, vedi Appendice A), si deduce che viviamo in un universo in espansione. Questa va intesa come l'espansione dello spazio stesso: dati due osservatori in caduta libera, essi si allontanano l'un l'altro per effetto dell'espansione dello spazio tra loro.

La determinazione del valore della costante di Hubble H_0 è stato un problema molto controverso: essa si calcola a partire dalla distanza e velocità delle galassie, tuttavia la valutazione della distanza è soggetta ad errori sistematici. Per questo motivo si scelse di parametrizzare il valore della costante definendo una grandezza h in modo tale che valga

$$H_0 = 100 \cdot h \frac{km}{s \cdot Mpc}; \quad (1.2)$$

in questo modo il problema della determinazione del valore si sposta su h . La comodità di questa notazione consiste nel fatto che le grandezze fisiche il cui valore dipende dalla costante di Hubble possono essere determinate utilizzando questa parametrizzazione: ad esempio, le distanze sono fornite in $h^{-1}Mpc$, le luminosità in $h^{-2}L_\odot$ con L_\odot luminosità del Sole, e così via. Questo permetteva ai diversi gruppi che utilizzavano valori differenti per H_0 di calcolare facilmente il valore delle varie grandezza per il loro modello. Oggi la costante di Hubble è determinata con elevata precisione:

$$H_0 = 72 \pm 8 \frac{km}{Mpc \cdot s}, \quad (1.3)$$

tuttavia l'utilizzo di h rimane per motivazioni storiche.

Uno degli effetti dell'espansione dell'universo consiste nello spostamento verso il rosso degli spettri osservati: infatti un fotone emesso al tempo t_e con lunghezza d'onda λ_e viene ricevuto dall'osservatore al tempo t_o con lunghezza d'onda λ_o maggiore. Questo fenomeno, chiamato redshift cosmologico (vedi Appendice A) deriva da una sorta di stiramento che l'espansione dello spazio provoca sul fotone. Si può quantificare tale fenomeno tramite il parametro di redshift z , definito come

$$z = \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e}. \quad (1.4)$$

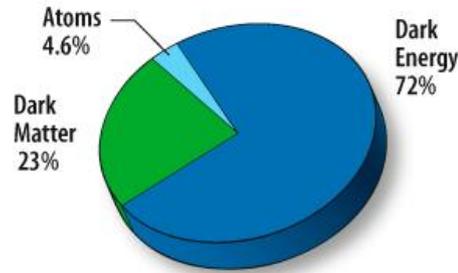


Figura 1.1: Suddivisione dell'universo nelle tre componenti: materia barionica (in azzurro), materia oscura (in verde), energia oscura (in blu). Immagine da www.map.gsfc.nasa.gov

Dal momento che, a causa della finitezza della velocità della luce, un oggetto che si osserva essere lontano nello spazio è distante dall'osservatore anche nel tempo, il parametro z rappresenta anche una misura di tempo: maggiore è il suo valore, più indietro nel tempo risale l'oggetto (si veda Appendice A per una dimostrazione rigorosa).

1.2 Il modello gerarchico

Il modello cosmologico di consenso attualmente è il modello standard Λ CDM, che permette di interpretare fenomeni quali il fondo cosmico a microonde, l'allontanamento delle supernove di tipo Ia, la legge di Hubble e simili. Questo modello prevede che l'universo sia formato solo per il 5% circa da materia barionica, per il 23% da materia oscura fredda, una forma di materia attualmente sconosciuta che interagisce solo gravitazionalmente, e per il restante 70% circa da energia oscura, responsabile dell'attuale espansione accelerata dell'universo (vedi figura 1.1).

Nell'analisi dell'universo è conveniente considerare le galassie come unità di misura, dove una tipica galassia è una struttura legata gravitazionalmente formata da circa 10^{11} stelle e con raggio dell'ordine di alcuni kpc. A loro volta anche le galassie possono essere legate gravitazionalmente tra di loro, formando così delle strutture chiamate gruppi, la cui dimensione varia dalle centinaia di kpc ai Mpc. Tipicamente questi elementi sono formati da un numero variabile di galassie, che può andare da poche unità fino al centinaio; se si supera il centinaio, non si parla più di gruppo bensì di ammasso. Non

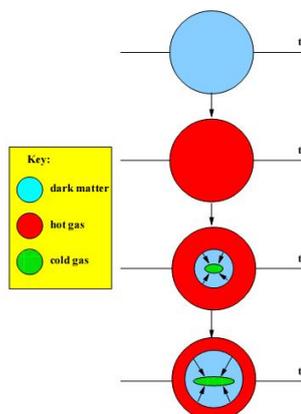


Figura 1.2: Rappresentazione schematica del modello di raffreddamento del gas. Ogni linea rappresenta un istante nel processo di raffreddamento. All'istante t_1 i barioni cadono nella buca di potenziale generata dall'alone di materia oscura. Il gas viene riscaldato dagli shock generati in questa fase, fino a raggiungere la temperatura viriale dell'alone (t_2); nella terza fase (t_3) la parte più interna del gas si raffredda e genera un disco in supporto rotazionale. Successivamente, il raggio di raffreddamento del gas aumenta (t_4), mentre il disco cresce di dimensione. Grafico da Baugh, 2006.

tutte le galassie appartengono ad una di queste strutture: circa il 10% di esse infatti non è legata gravitazionalmente ad alcun altro elemento.

Gruppi, ammassi e galassie isolate formano a loro volta strutture ancora più grandi, chiamate superammassi, con dimensioni tipiche dell'ordine delle decine di milioni di pc; i diversi superammassi sono collegati tra loro da filamenti di galassie, che separano zone di vuoto molto estese. Tutti questi elementi sono disposti in modo tale da formare una struttura tipo spugna, chiamata struttura a grande scala dell'universo. Nonostante la presenza di questi elementi, se si osserva la distribuzione di materia su varie scale, si trova che essa appare omogenea per lunghezze superiori a 100 Mpc.

Per capire come si siano formate le strutture che compongono l'universo, è necessario conoscerne lo stato iniziale; la traccia più antica che si può studiare è il fondo di radiazione cosmica, una radiazione che permea l'universo e che risale all'epoca della ricombinazione, 380,000 anni dopo il Big Bang. Essa appare come una radiazione di corpo nero ad una temperatura media di 2.73 K con fluttuazioni dell'ordine di 10^{-5} . La presenza di queste anisotropie, che sono legate a fluttuazioni del campo di densità della materia, ha determinato lo sviluppo delle strutture di cui si è parlato precedentemente: infatti

il modello gerarchico prevede che la formazione delle strutture cosmiche sia dovuta all'amplificazione di queste perturbazioni causata dalla gravità. Tuttavia un valore così piccolo delle perturbazioni permette di spiegare anche come mai la distribuzione di materia attuale appaia omogenea a grandi scale.

Secondo il modello gerarchico la materia oscura si aggrega in aloni, separandosi dal flusso di Hubble¹ e generando delle buche di potenziale al cui interno cade il gas barionico. A causa degli shock che si creano al suo interno in questa fase, il gas si riscalda; ciò aumenta la sua pressione e gli impedisce di collassare ulteriormente. Tutto questo avviene finché il sistema non raggiunge una configurazione di equilibrio, che può essere quantificata tramite il rapporto tra energie cinetica e potenziale medie. Esiste infatti un teorema, chiamato del viriale, secondo cui per sistemi di masse le cui interazioni reciproche sono di tipo puramente gravitazionale e tali che i loro moti avvengono in una porzione limitata di spazio, si ha

$$2 \langle K \rangle = - \langle U \rangle, \quad (1.5)$$

con $\langle K \rangle$ valore medio dell'energia cinetica e $\langle U \rangle$ valore medio dell'energia potenziale. A questa configurazione di equilibrio è possibile associare una temperatura, chiamata temperatura viriale dell'alone T_{vir} , in corrispondenza della quale il collasso del gas si blocca:

$$T_{vir} = \frac{\mu m_H}{2k} V_H^2, \quad (1.6)$$

dove μ rappresenta la massa molecolare media del gas, m_H la massa di un atomo di idrogeno, k la costante di Boltzmann e V_H la velocità circolare dell'alone al raggio viriale, definita come la velocità che avrebbe una particella in rotazione posta ad una distanza r_{vir} dal centro dell'alone $V_H = \sqrt{GM/r_{vir}}$. Con r_{vir} si intende il raggio viriale, cioè il raggio all'interno del quale la densità media di materia risulta essere circa 200 volte la densità critica dell'universo. Questa definizione deriva dallo studio della formazione di strutture tramite un collasso di tipo sferico; secondo questa teoria infatti il rapporto tra la densità di materia della struttura formata quando è all'equilibrio e la densità critica dell'universo è circa 178, che viene approssimato a 200 per comodità. Una volta raggiunta la temperatura viriale, il gas si raffredda ad un tasso che dipende dalla sua composizione chimica, dallo stato di ionizzazione, dalla sua densità ed altri parametri. Durante questo processo la pressione diminuisce, causando un collasso del gas al centro dell'alone; se viene conservato il momento angolare della componente barionica si forma un disco a

¹Con il termine flusso di Hubble si indica il flusso apparente di materia dovuto dall'espansione dell'universo.

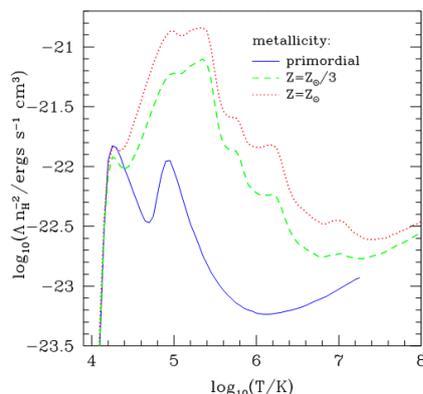


Figura 1.3: Tasso di raffreddamento in funzione della temperatura del gas caldo dell'alone. Le tre curve mostrano la dipendenza dalla metallicità del gas, come riportato in legenda, con Z_{\odot} metallicità solare. I due picchi che si evidenziano per metallicità nulla corrispondono alla transizione da idrogeno molecolare a idrogeno atomico e da idrogeno a elio. Grafico da Baugh, 2006.

supporto di rotazione. La velocità con cui il gas si condensa in questo disco dipende dal tempo di raffreddamento (*cooling time*) e dal tempo che impiega per raggiungere il disco stesso (*free fall time*). Possiamo definire il raggio di raffreddamento r_{cool} , come il raggio entro il quale in un dato istante il gas ha avuto tempo di raffreddarsi; questo raggio si muove verso l'esterno fino ad eguagliare il raggio dell'alone; in figura 1.2 è riportato uno schema del modello di raffreddamento del gas.

Esistono diversi canali attraverso cui il gas può raffreddarsi; elenchiamo di seguito i principali:

- lo scattering Compton inverso tra gli elettroni del gas ed i fotoni della radiazione cosmica di fondo. Questo processo è importante soprattutto per l'universo ad alto redshift.
- L'emissione di fotoni nelle transizioni tra livelli energetici che avvengono successivamente alle collisioni tra atomi ionizzati del mezzo interstellare. Questo canale di raffreddamento diventa importante per aloni con temperatura viriale tra 10^4 K e 10^6 K.
- La radiazione di Bremsstrahlung per gli elettroni che vengono accelerati in un plasma. Questo processo è particolarmente importante per gli aloni con temperatura viriale dell'ordine di 10^7 K.

Questi sono i processi più significativi per il raffreddamento del gas quando esso è a temperature superiori a 10^4K . Per temperature inferiori, si hanno due possibilità: se il gas è privo di metalli, come avviene nell'universo ad alto redshift, il canale di raffreddamento principale è costituito dal decadimento dei livelli energetici rotazionali o vibrazionali dell'idrogeno molecolare eccitati da collisioni; se invece ci sono dei metalli, il raffreddamento dipende dalla composizione chimica del gas in maniera complessa. Riportiamo nel grafico in figura 1.3 l'andamento del tasso del raffreddamento al variare della temperatura e delle metallicità del gas.

Questi appena descritti non sono gli unici canali di raffreddamento possibili, tuttavia rappresentano i fenomeni di impatto maggiore, perciò nei modelli implementati in questo lavoro si terrà conto solo di essi, dal momento che una trattazione completa del problema risulterebbe essere troppo complessa rispetto ai miglioramenti che permetterebbe di apportare.

Il gas del mezzo interstellare è soggetto non solo a fenomeni di raffreddamento, ma anche a riscaldamento. Nei modelli implementati se ne terrà conto introducendo una descrizione del trasporto radiativo del calore e tramite dei codici sotto griglia per descrivere gli effetti della presenza di un background di fotoni ad alta energia generati dai quasar o da stelle massive, che ha l'effetto di aumentare notevolmente il tempo di raffreddamento, oppure dell'esplosione di supernove o della presenza di un nucleo galattico attivo², che contribuiscono in maniera significativa a riscaldare il gas. Realizzare una completa descrizione della formazione delle strutture cosmiche che tenga conto di tutti i processi che entrano in atto è quindi un lavoro estremamente complesso; per questo motivo solitamente si considerano solo i fenomeni di maggiore impatto.

1.3 La struttura delle galassie

Il modello gerarchico permette di descrivere la formazione delle galassie, agglomerati di materia barionica con densità di stelle circa 10^8 volte superiore della densità media nell'universo e raggio dell'ordine dei kpc. Le galassie possono essere suddivise in vari tipi a seconda dell'importanza relativa delle due componenti della galassia stessa, il bulge ed il disco. Il bulge costituisce la parte centrale, di forma quasi sferica; la struttura non collassa su se stessa grazie alla pressione esercitata dalle stelle che hanno una componente radiale della velocità molto elevata. Il disco è invece una struttura piatta nella quale

²Con nucleo galattico attivo si intende la regione centrale di una galassia che presenta una luminosità più alta del normale su tutto o una parte dello spettro elettromagnetico; si suppone che questo fenomeno sia dovuto alla presenza di un buco nero supermassivo.

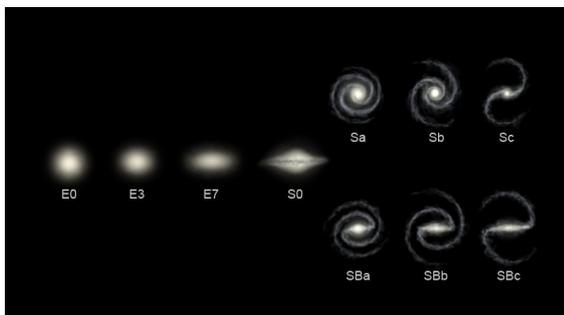


Figura 1.4: Sequenza di Hubble: è uno schema di classificazione dei tipi di galassie sviluppato da Hubble nel 1936. Le galassie da E0 a E7 sono di tipo ellittiche, quelle S0 sono lenticolari, da Sa a Sc spirali, da SBa a SBc sono spirali barrate. Per galassie lenticolari si intendono galassie povere di gas interstellare e che perciò presentano una ridotta attività di formazione stellare; le galassie spirali barrate sono simili alle spirali, ma i bracci partono da una struttura lineare che attraversa il bulge invece che direttamente da esso. Esiste un ultimo tipo di galassie, quelle irregolari (Irr), che non mostrano alcuna forma regolare riconoscibile, e quindi non rientrano in questa semplice classificazione. Immagine da: P. Monaco, *Introduzione all'astrofisica*.

le stelle si muovono con orbita quasi circolare; è in questa parte della galassia che si ha la formazione stellare e che quindi si trova anche gran parte del gas e delle nubi molecolari. Questa suddivisione dà luogo alla sequenza di Hubble, riportata in figura 1.4, ai cui estremi troviamo le galassie di tipo ellittico, dominate dal bulge, e le galassie a spirale, di cui fa parte la Via Lattea, dominate dal disco. Disco e bulge possono essere distinti oltre che per la loro forma anche per la dipendenze radiale della luminosità superficiale; infatti dai dati osservativi si ricava che le strutture a disco solitamente rispondono alla legge esponenziale

$$I(r) = I_0 \exp(-r/r_s), \quad (1.7)$$

con I_0 parametro sperimentale e r_s raggio scala della galassia, mentre la componente bulge soddisfa

$$I(r) = I_e \exp\{-7.67[(r/r_e)^{1/4} - 1]\}, \quad (1.8)$$

chiamata legge de Vaucouleur, in cui I_e è un parametro e r_e è definito come il raggio entro cui si ha metà della luce emessa dalla galassia.

Un altro elemento che contribuisce alla distinzione tra i due tipi principali di galassie è lo studio della curva di rotazione. Sappiamo che le galassie a spirale sono dominate dal disco, che è composto da materia in rotazione;

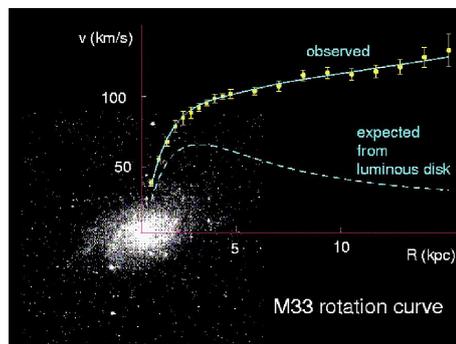


Figura 1.5: Curva di rotazione per una galassia a spirale (M33). Sul l'asse delle ordinate è riportata la velocità orbitale della componente barionica, sulle ascisse la distanza dal centro della galassia. Immagine da <http://hep.physics.indiana.edu>

possiamo quindi definire curva di rotazione della galassia (vedi figura 1.5) il grafico che riporta la velocità orbitale della componente barionica (quindi stelle e gas) contro la distanza dal centro della galassia. Storicamente ci si aspettava che la curva declinasse allontanandosi dal centro della galassia, poiché secondo le leggi newtoniane la velocità di un oggetto diminuisce con l'inverso del quadrato della distanza dalla massa, e si pensava che la parte centrale della galassia fosse quella più massiva, dal momento che è la parte che contiene più stelle; ciò che si osserva è invece un appiattimento della curva di rotazione. Questa discrepanza ha dato origine a molte possibili spiegazioni e storicamente costituisce una delle prime evidenze che hanno portato alla formulazione dell'esistenza della materia oscura; infatti si può giustificare la forma della curva di rotazione se si ipotizza l'esistenza di una grande massa distribuita anche al di fuori della parte centrale della galassia ma invisibile ai nostri telescopi.

Fino a questo momento abbiamo presentato delle leggi di tipo fenomenologico che permettono di caratterizzare una galassia come ellittica o a spirale; tuttavia è possibile studiare questa distinzione anche attraverso un apparato teorico rigoroso. Esistono infatti delle grandezze che permettono di determinare il tipo di galassia; una di queste è il suo momento angolare. L'origine di questa quantità costituisce uno dei problemi centrali nello studio della formazione delle galassie; la teoria comunemente accettata ipotizza che esso sia generato dalle forze mareali dovute alla presenza della struttura a grande scala. Per calcolare l'evoluzione del momento angolare seguiamo il metodo riportato nel testo di Padmanabhan (1993). Utilizziamo l'approssimazione

di Zeldovich (vedi l'appendice C); non sempre è possibile attuare questa semplificazione, nel qual caso applichiamo la soluzione di Zeldovich al campo di densità della materia che è destinata a formare l'alone galattico, assumendo così che le strutture che si formano in maniera non lineare su piccole scale abbiano un effetto trascurabile sull'evoluzione dell'alone nel suo complesso. Il momento angolare di una configurazione di massa destinata a generare un alone galattico può essere espresso come:

$$\mathbf{L}(t) = \int_V [\mathbf{r}(\mathbf{q}, t) - \bar{\mathbf{r}}(t)] \times [\mathbf{V}(\mathbf{q}, t) - \bar{\mathbf{V}}] \rho(\mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r}, \quad (1.9)$$

dove \mathbf{q} è la posizione iniziale di un singolo elemento di massa, \mathbf{r} e \mathbf{V} sono la sua posizione propria e la sua velocità peculiare, cioè la velocità non dovuta all'espansione dell'universo, $\bar{\mathbf{r}}(t)$ è il centro di massa e $\bar{\mathbf{V}}$ la velocità peculiare del centro di massa all'istante t ; l'integrale viene fatto sulla regione V che collasserà a formare l'alone galattico. La conservazione della massa implica $\rho(\mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r} = \bar{\rho} d^3\mathbf{q}$, perciò sostituendo e inserendo anche la soluzione di Zeldovich per \mathbf{r} , il momento angolare diventa:

$$\mathbf{L}(t) = a^2 \int_{V_L} [([\mathbf{q} - \bar{\mathbf{q}}] + D(t)[\mathbf{p}(\mathbf{q}) - \mathbf{p}(\bar{\mathbf{q}})]) \times \dot{D}(\mathbf{p}(\mathbf{q}) - \mathbf{p}(\bar{\mathbf{q}}))] \bar{\rho} d^3\mathbf{q}. \quad (1.10)$$

con $D(t)$ fattore di crescita delle perturbazioni in teoria lineare (vedi l'appendice B) e a fattore di scala dell'universo. Sviluppando e considerando che $\mathbf{p}(\mathbf{q}) = \nabla\Phi_0(\mathbf{q})$ (vedi l'appendice C), si ottiene l'espressione:

$$\mathbf{L}(t) = \bar{\rho} a^2 \dot{D} \int_{V_L} (\mathbf{q} - \bar{\mathbf{q}}) \times [\nabla\Phi_0(\mathbf{q}) - \nabla\Phi_0(\bar{\mathbf{q}})] d^3\mathbf{q}. \quad (1.11)$$

Si ha perciò che l'evoluzione del momento angolare dipende dal fattore $a^2 \dot{D}$; se si considera un universo piatto si ha $D(t) \propto a(t) \propto t^{2/3}$, che determina una crescita lineare nel tempo del momento angolare. Tutto questo vale fino a che la perturbazione del campo di densità generata dalla massa che sta collassando a formare l'alone galattico non è sufficientemente grande da far sì che la struttura si distacchi dal flusso di Hubble; da quel momento in poi il momento angolare si conserva.

Sviluppamo Φ_0 nei primi tre termini della serie di Taylor attorno a $\bar{\mathbf{q}}$:

$$\Phi_0(\mathbf{q}) = \Phi_0(\bar{\mathbf{q}}) + (q_i - \bar{q}_i) \frac{\delta\Phi_0}{\delta q_i} + (q_i - \bar{q}_i) \frac{\delta^2\Phi_0}{\delta q_i \delta q_j} (q_j - \bar{q}_j); \quad (1.12)$$

sostituendo nell'equazione 1.11 si ottiene:

$$L_i(t) = a^2 \dot{D} \epsilon_{ijk} I_{jl} T_{lk}, \quad (1.13)$$

dove

$$I_{jl} = \int_{V_L} (q_j - \bar{q}_j)(q_l - \bar{q}_l) \bar{\rho} d^3\mathbf{q} \quad (1.14)$$

è il tensore del momento d'inerzia nelle condizioni iniziali e

$$T_{lk} = \frac{\delta^2 \Phi_0}{\delta q_l \delta q_k} \quad (1.15)$$

è il tensore mareale nel punto $\bar{\mathbf{q}}$. Si vede quindi che il momento angolare dipende dall'allineamento tra il tensore d'inerzia e il tensore mareale: se hanno gli stessi assi principali, l'alone galattico è priva di spin. Poiché il tensore l'inerzia dipende solo dalla forma della configurazione di massa destinata a generare l'alone, mentre il tensore mareale dipende anche dalla distribuzione di massa che non collasserà nella galassia che stiamo analizzando, in generale gli aloni galattici avranno sempre spin diverso da zero. Tuttavia, calcolare il momento angolare utilizzando la formula 1.13 comporta dei problemi, per esempio nel fissare il volume V_L che identifica la regione che contiene la materia che andrà a formare l'alone galattico.

È possibile definire un'altra quantità per studiare lo stato di rotazione dell'alone galattico: il parametro λ , che esprime il rapporto tra $\omega_{sup} = \sqrt{GM/R^3}$, frequenza angolare necessaria a mantenerlo in supporto rotazionale e la frequenza angolare reale $\omega = L/MR^2$. Definendo $E = GM^2/R$ l'energia gravitazionale dovuta alla massa entro il raggio R dell'alone, si può determinare:

$$\lambda = \frac{\omega}{\omega_{sup}} = \frac{L}{MR^2} \frac{R^{3/2}}{G^{1/2} M^{1/2}} = \frac{L|E|^{1/2}}{GM^{5/2}}, \quad (1.16)$$

parametro adimensionale che fornisce lo stato di rotazione dell'alone galattico; per un sistema autogravitante a supporto di rotazione λ vale $\simeq 1$. Dalle simulazioni numeriche risulta che per la componente di materia oscura il valore di λ segue una distribuzione di tipo log normale, centrata nel valore 0.05 con una varianza $\sigma = 0.5$; questi valori sono originati tramite gli effetti mareali dovuti dalla struttura a grande scala. Per quanto riguarda la componente barionica, invece, se il collasso gravitazionale fosse l'unico fenomeno a cui è sottoposta la si osserverebbe raggrupparsi al centro degli aloni in strutture in rotazione con $\lambda = 1$. Nella realtà tuttavia si verificano anche altri fenomeni, tra cui assume particolare importanza l'attrito dinamico: durante il **merging** (cioè la fusione) tra due strutture la materia che precedentemente si era raggruppata in grumi cade nella caduta nella buca di potenziale dell'altro alone subendo un trascinarsi generato dall'attrazione della materia oscura circostante, il cui effetto è strappare la parte più condensata di questo grumo. Questo comporta una perdita del momento angolare per la materia

in caduta a favore dell'alone di materia oscura. Ciò avviene sia per i raggruppamenti di materia oscura che di materia barionica; tuttavia poiché il momento angolare ceduto viene acquisito dall'alone di materia oscura, si ha una diminuzione del momento angolare solo per la componente barionica. Ciò porta ad una relativa diminuzione del valore di λ , come vedremo nei prossimi paragrafi.

1.3.1 Il momento angolare delle galassie a spirale

Dai dati osservativi si ricava che per la componente barionica di una galassia a spirale $\lambda = 0.4 - 0.5$, che, pur essendo inferiore al valore di 1 che si avrebbe se si considerasse il puro collasso gravitazionale, è un ordine di grandezza maggiore rispetto al valore calcolato dalle simulazioni numeriche, che corrisponde a $\lambda = 0.04$. Per capire da dove deriva questa discrepanza introduciamo un elemento dissipativo durante il collasso del gas (cioè che coinvolge una variazione dell'energia della massa sottoposta al collasso); si avrà un aumento dell'energia della galassia in via di formazione, e quindi anche di λ dal momento che $\lambda \propto \sqrt{E} \propto 1/\sqrt{R}$. Definendo $\lambda_i \simeq 0.04$ il valore iniziale per la configurazione di massa che formerà la galassia e $\lambda_d \simeq 0.4$ il valore per il disco, si ottiene

$$\frac{\lambda_d^2}{\lambda_i^2} \propto \frac{R_c}{r_c} = 100, \quad (1.17)$$

con R_c raggio caratteristico dell'alone e r_c raggio del disco. Per avere la formazione di una galassia di raggio 10 kpc la materia dovrebbe quindi cominciare a collassare all'interno di un'area di raggio 1 Mpc, ma in queste condizioni il suo tempo di collasso sarebbe superiore al tempo di vita dell'universo, perciò la galassia a spirale non si sarebbe ancora formata. Per risolvere questo problema introduciamo una componente di materia oscura di massa circa 10 volta la massa della componente barionica e supponiamo che questa seconda collassi tutta nel disco; ponendo la conservazione del momento angolare del gas durante il collasso, si ottiene

$$\frac{\lambda_d}{\lambda_i} \propto \left(\frac{R_c}{r_c}\right)^{1/2} \left(\frac{M}{M_d}\right)^{1/2}, \quad (1.18)$$

dove M rappresenta la massa totale che collassa a formare la galassia, M_d la massa del disco. Si trova quindi che il raggio iniziale entro il quale la materia comincia a collassare per formare la galassia dev'essere solo 10 volte superiore a quello della galassia, valore accettabile.

Per spiegare il valore di λ che si osserva è dunque necessario introdurre sia un processo dissipativo nella fase di collasso del gas sia un elemento di

materia oscura. Questo ultimo aspetto rappresenta un'evidenza fondamentale dell'esistenza di una componente dell'universo di tipo non barionico, dal momento che è indipendente dalle altre prove.

1.3.2 La formazione delle galassie ellittiche

Contrariamente alle galassie a spirale, le galassie ellittiche non sono a supporto di rotazione, ma prevengono il collasso gravitazionale attraverso il moto caotico delle stelle del bulge; ciò implica un valore molto basso per il parametro λ , in accordo con quanto calcolato analiticamente.

Attualmente si ritiene che tutte le galassie si siano formate originariamente come galassie a disco e che quelle ellittiche siano il risultato di eventi di merging delle prime (ricordiamo che questo tipo di eventi doveva essere molto comune nel passato). Questa teoria ha molti riscontri, che vengono sia dalle galassie che nelle simulazioni si formano dopo eventi di questo tipo, sia dai dati osservativi: infatti le galassie ellittiche spesso evidenziano la presenza di strutture come code, dischi di gas inclinati rispetto al disco principale, e simili, che possono essere interpretate come i risultati di un merging. Inoltre questo modello spiegherebbe anche il valore basso per λ : dal momento che le galassie a disco sono orientate in modo random, quando abbiamo un incontro di due o più di queste strutture il momento angolare diminuisce, fino a diventare trascurabile se intervengono molte galassie.

Nonostante queste evidenze, il modello di formazione delle galassie ellittiche presenta delle difficoltà, alcune delle quali possono forse essere superate analizzando più a fondo il fenomeno del merging. Ad esempio, una prima questione sorge quando si osserva che nei grandi ammassi di galassie il numero di galassie ellittiche è molto maggiore rispetto a quelle a disco; in queste strutture le velocità tipiche sono dell'ordine di 1000 km/s, il che rende difficile il merging. Tuttavia questo fenomeno può avvenire per le sottostrutture, per le quali le velocità tipiche sono molto inferiori a quella dell'ammasso (la dispersione di velocità è infatti proporzionale alla massa dell'oggetto). Inoltre la presenza degli aloni di materia oscura influenza molto la dinamica: ad esempio essi fanno perdere momento angolare alle galassie che gli si avvicinano per mezzo dell'attrito dinamico, a cui abbiamo accennato ma che discuteremo nel dettaglio nel prossimo capitolo, con l'effetto di far scontrare tra loro galassie che inizialmente erano in orbita iperbolica l'una con l'altra.

1.4 Questioni irrisolte nel modello gerarchico

Nello studio dell'universo e dei fenomeni che in esso si verificano risulta evidente come le scale di energia, tempo, ecc che coinvolgono i vari processi in oggetto siano troppo differenti tra loro perché si possa formulare una teoria unica che li racchiuda tutti. Per questo motivo è necessario suddividere l'analisi dei fenomeni in più branche, in particolare la cosmologia e l'astrofisica, che si occupano la prima di spiegare la struttura e l'evoluzione dell'universo nel suo insieme mentre la seconda studia i processi fisici che intervengono all'interno delle stelle, delle galassie, del mezzo interstellare e intergalattico. Per quanto riguarda la cosmologia, è interessante notare come essa rappresenti un settore della scienza molto particolare, dal momento che descrive un fenomeno che si è verificato una sola volta (la nascita e lo sviluppo dell'universo) e che non può essere riprodotto in laboratorio (in realtà neanche i processi oggetto di studio dell'astrofisica possono essere riprodotti, tuttavia questo limite è superato dal fatto che ve n'è una grande quantità osservabile). Questa situazione ha reso necessario lo sviluppo di una teoria che basa molti elementi su speculazioni o su prove indirette, il che lascia spazio allo sviluppo di interpretazioni alternative. In questo paragrafo affronteremo alcune delle questioni aperte per la cosmologia moderna, che si basa sul modello standard Λ CDM ed il modello gerarchico per la formazione delle strutture cosmiche.

Per quanto riguarda il modello standard, si è visto che esso ipotizza che la quasi totalità del nostro universo sia formata da componenti a noi ignote, di cui siamo in grado solo di dedurre certe proprietà. Questo è difficilmente giustificabile in maniera soddisfacente, soprattutto per quanto riguarda l'energia oscura; infatti per la materia oscura esistono più prove indipendenti che ne testano l'esistenza. Risulta quindi evidente il motivo per cui nel tempo si sono sviluppate teorie alternative al modello standard che tentano di riprodurre i risultati senza ricorrere a questi parametri; tuttavia fino ad ora esso rimane il modello di consenso.

Attualmente le questioni principali che un modello per la formazione delle strutture cosmiche che si basi sul modello gerarchico deve ancora soddisfare sono la sovra produzione di galassie satellite nelle simulazioni (cioè galassie che ruotano attorno ad un'altra di massa molto maggiore) e la giustificazione del profilo di densità nelle zone interne delle galassie a spirale. Per quanto riguarda il primo problema, i risultati numerici tendono a mostrare la formazione di un numero di galassie satellite superiore a quello che si rileva dalle osservazioni; è quindi necessario smorzare la generazione di galassie con massa ridotta. Esistono più strade per raggiungere questo obiettivo: ad esempio si può impedire alla materia oscura di addensarsi in aloni piccoli, di modo che la materia barionica non abbia buche di potenziale nelle quali aggregarsi

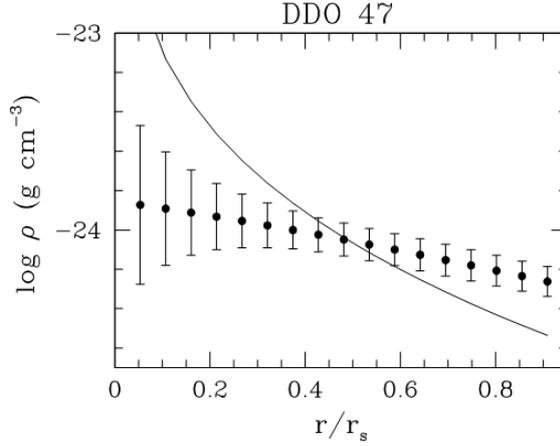


Figura 1.6: Profilo di densità superficiale per un alone di materia oscura in funzione della distanza r dal centro della galassia in unità del raggio scala. La linea continua corrisponde al profilo NFW, i punti rappresentano i dati sperimentali ottenuti partendo dalla curva di velocità della galassia con la relativa barra d'errore. Immagine tratta da Gentile, Tonini & Salucci (2007).

e formare galassie poco massive. Alternativamente si può fornire ai barioni dell'energia cinetica in modo che sfuggano alle buche di potenziale piccole; questo può essere fatto introducendo dei forti venti galattici oppure aumentando l'intensità della radiazione di background, generata dalla presenza dei quasar e di stelle massive. Entrambi questi metodi sfavoriscono l'addensarsi dei barioni in strutture con massa inferiore ad un valore critico, rendendo quindi meno probabile la formazione di galassie satellite.

Il secondo problema del modello gerarchico consiste nel giustificare l'andamento del profilo di densità per l'alone di materia oscura: dalle simulazioni numeriche infatti risulta che questo segue la forma del profilo di Navarro, Frenk e White, da qui in poi chiamato NFW (si vedano gli articoli di Navarro, Frenk & White 1995, 1996):

$$\rho(r) = \rho_{crit} \frac{\delta_0}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}, \quad (1.19)$$

con $\rho(r)$ densità superficiale di materia oscura, ρ_{crit} densità critica dell'universo, r_s raggio scala della galassia e δ_0 parametro. In scala logaritmica, si ha che la pendenza del profilo è circa -1 vicino al centro della galassia e -3 nelle zone distanti. Tuttavia i dati osservativi non sono in accordo con queste

predizioni: infatti essi mostrano un andamento piatto del profilo di densità fino a circa r_0 , anche se a distanze maggiori la pendenza diviene -3 come nel modello NFW (vedi il grafico in figura 1.6).

Nonostante esistano dei problemi ancora aperti, oggi il modello Λ CDM ed il modello gerarchico sono universalmente accettati e si ritiene che queste questioni saranno presto risolte senza bisogno di sconvolgerli profondamente. Infatti essi permettono di spiegare in maniera soddisfacente ciò che avviene su scale superiori al Mpc e per energie non troppo elevate (per le quali è necessario comprendere appieno il ruolo dell'energia oscura, come nei primi istanti di vita dell'universo); inoltre si ritiene che i problemi che questi modelli presentano saranno risolvibili considerando le conseguenze dei fenomeni astrofisici già noti. Strumento fondamentale per indagare gli effetti di questi fenomeni nel loro insieme sono le simulazioni numeriche; nel prossimo capitolo analizzeremo alcuni codici atti a descrivere la formazione delle galassie e descriveremo i modelli che sono stati implementati per ottenere i risultati esposti in questo lavoro.

Metodi numerici per la formazione di galassie

La formulazione del modello gerarchico ha permesso di comprendere i meccanismi che regolano la formazione delle galassie; tuttavia non è possibile risolvere analiticamente le equazioni che descrivono questo processo a causa della loro natura non lineare, il che rende complessa un'analisi puntuale di questo meccanismo. Per ovviare a ciò si ricorre alle simulazioni, i cui risultati diventano perciò la controparte da misurare coi dati osservativi.

In questo capitolo analizzeremo i metodi numerici ed i modelli che sono stati utilizzati per ricavare i dati che verranno discussi nei capitoli successivi: nel paragrafo 2.1 presenteremo GADGET-2, un codice N-Body per l'evoluzione di un insieme di particelle che tratta l'idrodinamica tramite il metodo SPH, spiegandone sia la struttura, accennando anche ad altri possibili algoritmi, che le modalità per gestire la fisica sotto griglia; il paragrafo 2.2 presenta il codice Skid, un codice che identifica le galassie a partire dai risultati delle simulazioni; nel paragrafo 2.3 verranno spiegati nel dettaglio i modelli implementati in questo lavoro ed infine il paragrafo 2.4 presenterà il problema del momento angolare da un punto di vista numerico.

2.1 Il codice GADGET-2

Una simulazione di formazione di strutture cosmiche tipicamente consiste in una box contenente particelle di tre tipi (gas, materia oscura, stelle) che interagiscono tra di loro; le particelle di stelle e di materia oscura subiscono solo gli effetti dell'attrazione gravitazionale, mentre il gas è sottoposto anche alle forze idrodinamiche. Una simulazione è quindi divisa in due parti: un pro-

blema N-body per l'attrazione gravitazionale su tutti e tre i tipi di particelle ed il calcolo delle interazioni idrodinamiche per il gas.

In questo lavoro abbiamo utilizzato la seconda versione del codice GADGET (Galaxies with Dark matter and Gas intEract), presentato nell'articolo di Springel (2005); esso utilizza per il calcolo delle forze gravitazionali la struttura del codice ad albero (è anche possibile scegliere una combinazione tra un codice ad albero ed un codice Particel Mesh, vedi la prossima sezione) e il metodo SPH per la parte idrodinamica (cfr il lavoro di Monaghan 1992), che descriveremo nei prossimi paragrafi.

Ogni simulazione necessita delle condizioni iniziali delle particelle, cioè la loro posizione e velocità; per calcolarle è necessario considerare il campo di densità dell'universo nelle prime fasi, poniamo alla ricombinazione. Definendo $\rho(\mathbf{x})$ campo di densità della materia e $\bar{\rho}$ suo valore medio, è possibile definire la fluttuazione del campo di densità come

$$\delta(\mathbf{x}) = \frac{\rho(\mathbf{x}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}. \quad (2.1)$$

Chiamiamo $\tilde{\rho}(\mathbf{k})$ la sua trasformata di Fourier e definiamo lo spettro di potenza $P(|\mathbf{k}|)$ come

$$P(|\mathbf{k}|)\delta^D(\mathbf{k} - \mathbf{k}') = \langle \tilde{\delta}(\mathbf{k})\tilde{\delta}^*(\mathbf{k}') \rangle, \quad (2.2)$$

con $\delta^D(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ che indica la funzione delta di Dirac ed il simbolo * che indica il complesso coniugato. In teoria lineare, è possibile determinare il valore dello spettro di potenza in un dato istante tramite l'equazione

$$P(\mathbf{k}, t) = \frac{D^2(t)}{D^2(t_0)} P(\mathbf{k}, t_0), \quad (2.3)$$

con $D(t)$ fattore di crescita lineare delle perturbazioni (vedi l'appendice B). Una volta noto lo spettro di potenza alla ricombinazione, si possono determinare le condizioni iniziali: si crea un set di numeri complessi con la fase ϕ random ed ampiezza distribuita con varianza data dallo spettro $P(\mathbf{k})$ generando due numeri ϕ e A random compresi nell'intervallo $]0, 1]$ e calcolando per ogni punto dello spazio di Fourier la quantità

$$\delta_{\mathbf{k}} = \sqrt{-2P(|\mathbf{k}|) \ln(A)} e^{i2\pi\phi}, \quad (2.4)$$

che esprime il coefficiente di Fourier per la perturbazione nel campo di densità (si veda l'Appendice B). Ora consideriamo il potenziale $\Phi_{\mathbf{q}}$ nello spazio reale; possiamo trovarlo tramite la trasformata di Fourier:

$$\Phi_{\mathbf{q}} = \sum_{\mathbf{k}} \frac{\delta_{\mathbf{k}}}{k^2} e^{i\mathbf{k}\mathbf{q}}. \quad (2.5)$$

Utilizzando l'approssimazione di Zeldovich è possibile trovare posizione comovente \mathbf{x} e velocità iniziali \mathbf{v} delle particelle:

$$\mathbf{x} = \mathbf{q} + D(t)\vec{\nabla}\Phi(\mathbf{q}) \quad (2.6)$$

$$\mathbf{v} = \dot{D}\vec{\nabla}\Phi(\mathbf{q}) \quad (2.7)$$

dove \mathbf{q} rappresenta la posizione all'istante iniziale della particella.

2.1.1 Il codice ad albero

Una volta generata la configurazione iniziale, si può considerare l'evoluzione; iniziamo dall'interazione gravitazionale. Esistono molti modi per risolvere numericamente il problema a N-corpi; sostanzialmente si tratta di calcolare per ogni particella i la forza generata da tutte le particelle j :

$$\mathbf{F}_{ij} = \frac{Gm_i m_j (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)}{(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|^2 + \epsilon^2)^{3/2}}, \quad (2.8)$$

dove m_i e \mathbf{x}_i rappresentano la massa e la posizione dell' i -esima particella, m_j e \mathbf{x}_j massa e posizione della particella j -esima e G costante gravitazionale; abbiamo quindi la classica legge di Newton, a cui si aggiunge il termine ϵ a denominatore, chiamato termine di softening, il cui scopo è mantenere una buona accuratezza nella valutazione della forza senza che il tempo computazionale necessario a calcolarla diventi eccessivo. Infatti in una simulazione si deve discretizzare, oltre al fluido cosmologico, anche il tempo; tuttavia più due particelle sono vicine maggiore sarà la forza che subiscono e minore lo step temporale necessario a valutarla con accuratezza. Non è però possibile diminuire a piacere questa quantità, poiché si rischia di aumentare in modo insostenibile il tempo computazionale richiesto dalla simulazione; si sceglie quindi di sacrificare la precisione nel valutare la forza tra due particelle inserendo questo parametro di softening il cui effetto è impedire a due particelle di avvicinarsi troppo. Questo impedisce anche il verificarsi di un fenomeno spurio chiamato **riscaldamento a due corpi**: quando due particelle si ritrovano molto vicine infatti subiscono una forte accelerazione gravitazionale, tuttavia questo è un effetto dovuto alla discretizzazione del fluido cosmologico, non è un effetto fisico.

Il metodo più semplice per risolvere numericamente il problema a N-corpi è calcolare il valore di \mathbf{F}_{ij} per tutte le possibili coppie di particelle ad ogni step (metodo *Particle-Particle*, PP); questa tecnica dà risultati precisi, ma richiede tempi computazionali elevati, dal momento che il numero di operazioni da svolgere ad ogni step scala come $N(N - 1)/2$, con N numero delle

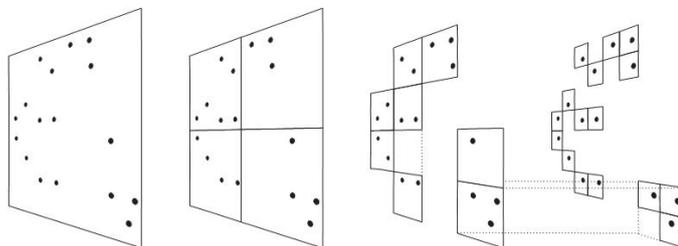


Figura 2.1: Rappresentazione del metodo ad albero in due dimensioni: le particelle a sinistra sono nel primo livello, il nodo principale, che viene iterativamente diviso in quattro aree uguali, finché in ogni cella non resta una sola particella. Immagine tratta da Springel et al. (2001).

particelle coinvolte. Per sistemi con molti elementi è quindi necessario ricorrere ad altre tecniche; molti codici implementano il metodo *Particle-Mesh* (PM), nel quale si genera una griglia e si calcola il potenziale gravitazionale nei suoi nodi; per avere il potenziale subito da ogni particella invece di considerare le interazioni con tutte le altre particelle si prende il valore del nodo più vicino. Il costo computazionale è sensibilmente ridotto, scalando come $N \log(N)$, con N numero di nodi, ma la risoluzione è limitata dalla spaziatura della griglia. Per risolvere questo problema si può utilizzare il metodo *Particle-Particle-Particle-Mesh*, P^3M , cioè la tecnica *PM* in cui però nelle zone ad alta densità si torna al calcolo PP.

GADGET calcola le interazioni gravitazionali tramite il codice ad albero, che si basa su uno sviluppo a multipoli; l'idea di base è quella di considerare un gruppo di particelle lontane come se fosse un'unica particella attraverso un sistema di partizione dello spazio di tipo gerarchico (vedi la figura 2.1). La struttura di partizione può essere vista come un albero ideale: gli elementi più piccoli sono le celle che contengono una sola particella, e possono essere pensati come le foglie. Queste sono raggruppate in celle più grandi, i nodi, che a loro volta sono raggruppate in celle più grandi e così via, finché non si arriva all'intera box cosmologica. Ogni cella viene caratterizzata dal centro di massa e dalla massa totale delle particelle che contiene. La costruzione di questo albero parte considerando l'intera box cosmologica; viene suddivisa in 8 parti uguali, ognuna delle quali viene a sua volta suddivisa in 8 sottocelle uguali se contiene 2 o più particelle, e così via, finché tutte le celle o sono vuote o con una sola particella. A questo punto si calcola l'interazione gravitazionale

percepita dall' i -esima particella tramite un processo iterativo che cammina lungo l'albero che abbiamo creato con questa partizione, sommando per ogni nodo l'opportuno contributo che viene determinato tramite il parametro θ (che tipicamente ha valore $\simeq 1$) nel seguente modo: chiamando l il lato della cella e D la distanza del centro di massa della cella dalla particella i -esima, se $\theta > l/D$ si considera il contributo della cella come dato da un'unica particella, altrimenti si considerano le sue sottocelle. Questo processo viene ripetuto iterativamente finché si raggiunge il criterio $\theta > l/D$ oppure si arriva ad una cella contenente una sola particella.

Questo metodo permette di rappresentare un numero molto elevato di particelle, dal momento che il tempo computazionale scala come $t \propto N \log N$ con N numero di particelle; ciò permette un notevole risparmio rispetto a metodi come la somma diretta, che scala come $t \propto N(N - 1)$. Perciò, a parità di massa, l'algoritmo ad albero può permettersi di descrivere una box cosmologica con un numero più elevato di particelle, aumentando quindi la risoluzione della simulazione. Lo svantaggio di questo metodo è che necessita di molta memoria per tenere immagazzinata la struttura dell'albero.

2.1.2 Il metodo SPH

Nel paragrafo precedente si sono analizzate varie modalità per trattare l'interazione gravitazionale; tuttavia le particelle di barioniche, diversamente da quelle di materia oscura, sono sottoposte anche alle forze idrodinamiche. Risulta quindi necessario implementare un modello che permetta di descriverne i vari effetti, in particolare:

- la fluidodinamica;
- i processi di raffreddamento;
- la formazione stellare ed il relativo feedback, i nuclei galattici attivi, l'arricchimento chimico;

Le leggi fondamentali che regolano le forze idrodinamiche e che originano i processi sopra elencati sono tre:

- la legge di Eulero:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \nabla\phi, \quad (2.9)$$

dove \mathbf{v} rappresenta la velocità del fluido, P la sua pressione, ρ la densità e ϕ il potenziale gravitazionale;

- l'equazione di continuità

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \mathbf{v} = 0; \quad (2.10)$$

- la prima legge della termodinamica

$$\frac{du}{dt} = -\frac{P}{\rho} \nabla \mathbf{v} - \frac{\Lambda(u, \rho, Z)}{\rho}, \quad (2.11)$$

con u energia interna specifica del gas e Λ funzione di raffreddamento, che dipende dall'energia interna, dalla densità e dalla metallicità del gas.

La descrizione delle interazioni idrodinamiche può seguire due tecniche differenti: da una parte ci sono i metodi euleriani (cfr Cen & Ostriker 1993, Kravtsov 1999 e O'Shea et al. 2004), che seguono l'evoluzione delle quantità fisiche in certi punti fissi, necessitando quindi dell'introduzione di una griglia, dall'altra i metodi lagrangiani (cfs Dolag et al. 2008), che associano ad ogni particella le quantità fisiche e studiano come variano lungo la traiettoria. GADGET implementa la tecnica *Smoothed Particle Hydrodynamics*, SPH, che è di tipo lagrangiano (come il codice ad albero; infatti è sempre meglio utilizzare la stessa tecnica per i vari aspetti di una stessa simulazione)(vedi la review Dolag et al., 2008 per i metodi lagrangiani); questo metodo permette di raggiungere una buona risoluzione spaziale nelle regioni ad alta densità, ma la risoluzione diminuisce nelle zone a bassa densità. Inoltre, presenta delle difficoltà nel trattare gli shock, motivo per cui si mette a mano un termine di viscosità nell'equazione di conservazione dell'energia ed introduce delle forze di pressione spurie nelle regioni con un gradiente di densità elevato, in particolare vicino alle discontinuità. Nonostante questi difetti, la natura adattiva del metodo SPH lo ha reso uno degli algoritmi più utilizzati in ambito di simulazioni cosmologiche idrodinamiche.

L'elemento chiave dell'SPH è il fatto che esso considera le varie quantità fisiche come mediate sulle particelle vicine tramite un certo kernel di interpolazione W che dipende dalla distanza tra i punti in cui si considera la grandezza e da un parametro h , chiamato lunghezza del kernel. Per esempio, prendiamo la generica grandezza $f(\mathbf{r})$; invece del suo valore, si considera:

$$\langle f(\mathbf{r}) \rangle = \int W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, h) f(\mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}'. \quad (2.12)$$

Sul kernel vanno poste due condizioni:

$$\int W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, h) d^3 \mathbf{r}' = 1, \quad (2.13)$$

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, h) = \delta^D(\mathbf{r}). \quad (2.14)$$

Nelle simulazioni, il fluido cosmologico viene approssimato con N particelle; bisogna quindi passare dall'integrazione alla sommatoria, perciò, definendo la densità come $n(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N \delta^D(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)$, la grandezza smussata diventa:

$$f(\mathbf{r}_i) = \sum_{j=1}^N W(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|, h) f(\mathbf{r}_j) \frac{m_j}{\rho_j}. \quad (2.15)$$

Con questa definizione, si ottiene che, se ad ogni particella associamo una massa m_j , il campo di densità sarà:

$$\rho(\mathbf{r})_i = \sum_{j=1}^N W(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|, h) m_j; \quad (2.16)$$

la conservazione della massa è quindi assicurata dalla richiesta di normalizzazione del kernel. Con questo metodo l'equazione di Eulero diventa

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left[\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right] \vec{\nabla} W(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|, h), \quad (2.17)$$

con P_i e P_j pressione rispettivamente per la i -esima e la j -esima particella; per la prima legge della termodinamica si ottiene

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{P}{\rho^2} \sum_{j=1}^N m_j (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) W(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|, h); \quad (2.18)$$

per quanto riguarda l'equazione di continuità, essa è automaticamente risolta quando si utilizza un approccio lagrangiano, perciò non c'è bisogno di trattarla.

Il kernel utilizzato da GADGET-2 ha forma:

$$W(r, h) = \frac{8}{\pi h^3} \begin{cases} 1 - 6(r/h)^2 + 6(r/h)^3 & 0 \leq r \leq h/2 \\ 2(1 - r/h)^2 & h/2 \leq r \leq h \\ 0 & r \leq h \end{cases} \quad (2.19)$$

dove r è la distanza dalla particella; questa espressione per il kernel è stata selezionata in modo da avere una funzione normalizzata che vada a zero dopo una certa distanza e che sia continua e derivabile. La risoluzione spaziale è determinata dal valore di h ; si può utilizzare una lunghezza di kernel fissa per tutte le particelle, oppure cambiarla in modo che il numero delle particelle vicine, cioè quelle coinvolte nel calcolo delle grandezze fisiche smussate, sia costante (tipicamente 32); con questo accorgimento si evitano errori

dovuti ad una bassa risoluzione nelle zone molto dense, nelle quali con un valore fisso di h si rischierebbe di considerare poche particelle e quindi di fare una stima errata delle quantità fisiche di interesse.

Il codice SPH serve a descrivere la parte idrodinamica della formazione delle galassie, permettendo di ricavare il valore per la grandezze termodinamiche che sono coinvolte nella descrizione dei fenomeni a cui sono dedicati i prossimi paragrafi, cioè il raffreddamento radiativo del gas interstellare, l'arricchimento chimico dello stesso, la formazione stellare ed il feedback dall'esplosione di supernove. Questi ultimi due processi avvengono su tempi e lunghezze scala molto differenti rispetto a quelli della simulazione nel suo complesso (basti pensare alla dimensione di una stella rispetto alla scala caratteristica per una galassia); risulta perciò impossibile analizzarli puntualmente, per cui si ricorre alla fisica sotto griglia, cioè si inseriscono all'interno della simulazione dei modellini atti a riprodurre gli effetti di questi fenomeni.

Al momento non vi è un accordo su quale sia il modo migliore per implementare questi quattro fenomeni all'interno di una simulazione; ogni modello perciò presenta una rappresentazione differente per ognuno di questi. Di seguito sono riportate le caratteristiche generali di questi processi, mentre nel paragrafo 2.3 saranno descritti nel dettaglio i modelli utilizzati in questo lavoro.

Il raffreddamento radiativo

Contrariamente a ciò che avviene per la materia oscura, il gas si può raffreddare tramite vari processi, di cui abbiamo già parlato nel capitolo precedente. Questo fenomeno guida il collasso del gas, giocando quindi un ruolo chiave nella formazione stellare. L'equazione che regola il raffreddamento in generale ha forma

$$\left(\frac{du}{dt}\right)_{cool} = -\frac{\Lambda(\rho, T, Z)}{\rho} + \frac{\Gamma}{\rho}, \quad (2.20)$$

in cui $\Lambda(\rho, T, Z)$ è la funzione di raffreddamento e Γ una funzione di riscaldamento. Per quanto riguarda la prima, si suppone che essa dipenda dalla densità del gas, dalla sua temperatura e dalla metallicità; in una forma più generica bisognerebbe tenere conto non solo della metallicità ma anche dell'abbondanza relativa di ogni elemento. La funzione Γ invece rappresenta il riscaldamento del gas dovuto alla presenza di un campo di background ultravioletto (originato, per esempio, da stelle massive o da quasar). Nelle regioni ad alta densità il raffreddamento radiativo è molto forte, per cui può succedere che il suo tempo scala diventi inferiore al tempo scala di caduta del gas; si ha quindi che esso si raffredda così velocemente che il sistema non ha il tempo di adattarsi, con la conseguenza che il supporto di pressione viene

perso e il gas subisce un collasso rapido, che porta alla formazione di zone di gas fredde e molto dense. Inoltre spesso le simulazioni sono affette dal cosiddetto problema dell' **overcooling**): si osserva una presenza di gas freddo e stelle maggiore rispetto a quelle che si rileva nelle galassie reali. Questo fenomeno è legato ad un eccessivo raffreddamento del gas, che comporta anche una sovra produzione di stelle; ciò è possibile se non vi sono meccanismi che compensano la perdita radiativa, quali per esempio un feedback dall'esplosione delle supernove, la presenza di un background ultravioletto o di quasar e simili. Ovviamente questi due fenomeni (la formazione di strutture dense di gas freddo e l'overcooling) risultano influenzarsi a vicenda, come si vedrà anche dai risultati delle nostre simulazioni presentati nei prossimi capitoli.

La formazione stellare

Si è già evidenziato come questo processo debba essere rappresentato da un codice sotto griglia, dal momento che è computazionalmente troppo dispendioso seguire l'evoluzione di ogni singola stella; in generale l'elemento base sarà quindi una particella stellare, composta da più stelle.

Il primo passo per la descrizione della formazione stellare è la selezione delle particelle di gas che possono generare una particella stella; questo viene realizzato imponendo dei criteri, che variano a seconda del modello implementato. Inoltre in alcune implementazioni il gas viene rappresentato come un fluido monofase, perciò questi criteri devono essere soddisfatti dalle particelle, mentre in altri modelli esso viene descritto come costituito da nubi fredde immerse in un ambiente caldo in equilibrio di pressione. Queste nubi si formano dal raffreddamento del gas ad alta densità ed è da esse che si generano le stelle, perciò le condizioni per la formazione stellare devono essere soddisfatte solo da questa componente del gas. I criteri variano a seconda del modello implementato; comunemente si considera una particella di gas eleggibile per formare una particella stella se la sua densità (di tutta la particella o solo della fase fredda, a seconda del tipo di rappresentazione scelta per il gas) è maggiore di un certo valore di soglia (solitamente 0.1 particelle al cm^3) ed inferiore ad una temperatura critica (tipicamente 10,000 K). Ad alto redshift la densità può eccedere questo valore di soglia anche se la particella non appartiene ad un alone virializzato, per cui è necessario aggiungere la condizione

$$\frac{\rho_i}{\rho_{mean}} > 55.7, \quad (2.21)$$

con ρ_i densità della particella gas e ρ_{mean} densità media; questo criterio restringe la formazione stellare a regioni virializzate. Esistono anche altre condizioni secondarie, che non in tutti i modelli sono richiesti: in particolare

la particella gas deve avere un flusso convergente e dev'essere soggetta a instabilità gravitazionale di Jeans.

Una volta che una particella di gas è stata eletta per formare una stella, questo processo avviene con un tasso che può essere descritto da

$$\frac{d\rho_*}{dt} = -\frac{d\rho_i}{dt} = \frac{c_*\rho_i}{t_*}, \quad (2.22)$$

dove ρ_* è la densità della particella stelle, c_* un parametro adimensionale che dipende dal modello e t_* il tempo scala caratteristico del processo, generalmente preso come il massimo tra il tempo di raffreddamento e il tempo dinamico. Con questo procedimento si avrebbe la generazione continua di particelle stella; tuttavia, per motivazioni di natura computazionale, si preferisce separare una particella stella dalla particella gas genitrice tramite un processo di tipo Montecarlo: ad ogni passo computazionale si calcola la probabilità di creare una particella stella, definita come

$$P = \frac{M_p}{M_{p*}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta M_*}{M_p}\right) \right], \quad (2.23)$$

con M_p massa della particella genitrice, M_{p*} massa della particella stella generata, ΔM_* frazione di massa che nello step precedente è passata dalla fase gassosa alla fase stellare e M_{p*} massa della particella genitrice in fase stellare. Una volta calcolato questo valore si prende un numero random tra 0 e 1; se questo numero è inferiore alla probabilità, allora si ottiene una particella stella. Questo processo viene ripetuto finché la particella gas genitrice non si è esaurita. Per evitare problemi di tipo numerico, generalmente si fa in modo che una singola particella di gas possa generare poche particelle stellari (entro la decina).

L'evoluzione chimica

L'evoluzione chimica del mezzo interstellare è un fenomeno che non sempre viene rappresentato nelle simulazioni: i modelli implementati in questo lavoro infatti lo trascurano. Di seguito riportiamo come in generale questo processo viene studiato quando la simulazione lo analizza: dopo aver generato una particella di tipo stella, che rappresenta un insieme di stelle con la stessa metallicità, bisogna seguirla nella sua evoluzione, dal momento che è all'interno delle stelle che si generano i processi che modificano gli elementi chimici. Generalmente si assume che le stelle di massa maggiore a $8M_\odot$ (M_\odot indica una massa solare) subiscano un collasso dopo aver finito di bruciare l'idrogeno, e che questo collasso comporti l'espulsione delle parti più esterne (supernove di tipo II), mentre si ritiene che le supernove di tipo Ia siano

originate da esplosioni termonucleari di nane bianche, stelle in sistemi binari che subiscono accrescimento di massa dalla compagna. Un altro modo per introdurre elementi pesanti nel mezzo interstellare è tramite la perdita di massa delle stelle piccole causata dai venti solari.

Gli ingredienti principali per quantificare le conseguenze di questi processi sono tre: gli yields, cioè la quantità di elementi formati nella stella e preesistenti che sono emessi alla morte della stella, la funzione di vita media delle stelle e la funzione di massa iniziale. Tutti e tre dipendono dal modello utilizzato.

Dopo aver formato nuovi elementi tramite questi processi, bisogna determinare come si distribuiscono nel mezzo interstellare; questo arricchimento avviene su scale generalmente molto più piccole della risoluzione spaziale della simulazione, perciò di norma si distribuiscono i metalli in accordo con il kernel utilizzato dal codice SPH.

Feedback da supernove

Una volta generata una popolazione di stelle, è necessario considerarne anche l'evoluzione, in particolare gli effetti che la morte di una stella ha sul mezzo interstellare circostante. Oltre al già citato arricchimento chimico infatti esistono altri fenomeni, i più importanti dei quali sono legati all'esplosione delle supernove. Nei modelli implementati per studiare la formazione di strutture cosmiche in generale si assume che tutte le stelle con massa maggiore di $8M_{\odot}$ diventino supernove di tipo II; dal momento che generalmente un singolo step temporale supera la vita media di questo tipo di stelle, come viene formata la particella stellare si rilascia nell'ambiente circostante l'energia della loro esplosione, circa 10^{51} erg per stella (per questo fenomeno si utilizza il termine *approssimazione di riciclo istantaneo*, termine preso in prestito dall'evoluzione chimica, e che più propriamente indica l'iniezione nel gas circostante degli elementi chimici formatesi nelle supernove).

Esistono essenzialmente tre metodi per tener conto di questo feedback, a seconda del modo in cui l'energia dell'esplosione viene ridistribuita nel mezzo interstellare. Il primo metodo prevede di suddividere l'energia rilasciata dall'esplosione della supernova nelle particelle di gas vicine sotto forma di energia termica (cfr Katz, Weinberg & Hernquist 1996; Brook et al. 2004); tuttavia nella nostra rappresentazione il feedback avviene in zone di formazione stellare, che sono generalmente le regioni più dense di una galassia, per cui il raffreddamento è molto efficiente e l'energia termica rilasciata nel gas circostante alla supernova viene velocemente persa per radiazione. Per ovviare a questo problema si introduce il feedback cinetico (vedi Navarro &

White 1993), in cui l'energia dell'esplosione viene distribuita alle particelle di gas vicine come energia cinetica.

Il terzo approccio possibile è chiamato feedback adiabatico, e consiste nel considerare un feedback di tipo termico ma bloccare il raffreddamento delle particelle di gas per 20 – 30 Myr, tempo necessario perché nella realtà l'onda termica generata dall'esplosione della supernova raggiunga tutte le zone in cui il nostro modello inietta l'energia termica.

L'introduzione del feedback da supernove in un modello fornisce un possibile meccanismo di autoregolazione del processo di formazione stellare; si è già visto infatti che le simulazioni numeriche tendono a produrre una quantità di stelle superiore a quella fornita dai dati osservativi; l'iniezione di energia nel mezzo interstellare ad opera del feedback sfavorisce la nascita di nuove stelle, portando quindi a simulazioni più realistiche.

2.2 L'identificazione delle galassie

Dopo aver fatto evolvere le condizioni iniziali tramite il codice GADGET-2, bisogna identificare delle galassie, cioè le strutture composte da stelle legate gravitazionalmente; in questo lavoro questo compito è assolto dall'algoritmo Skid (cfr Stadel, 2001). Il primo passo è selezionare il tipo di particella a cui si è interessati (nel nostro caso, le stelle) e calcolarne la densità smussata attraverso la tecnica SPH; si selezionano quindi le particelle eleggibili a formare la galassia attraverso un criterio che dipende dal tipo di particella con cui si sta trattando:

- per il gas si prendono le particelle con densità smussata maggiore e temperatura minore di un valore di soglia;
- per la materia oscura si considera solo un criterio di densità minima;
- per le stelle non ci sono vincoli: le si considerano tutte.

A questo punto, si fanno muovere tali particelle lungo il gradiente della densità iniziale verso le zone a densità maggiore. Se, per un certo numero di iterazioni, una particella si muove meno di una distanza τ fissata dal modello e di solito paragonabile alla lunghezza SPH, ciò indica che è giunta in una zona ad alta densità, e la si ferma. Si muovono le rimanenti particelle finché tutte non hanno raggiunto questo criterio di stop ottenendo quindi una configurazione di particelle concentrate in zone ad alta densità con raggio circa 2τ . Successivamente si individuano i gruppi legati tramite il

metodo `friends of friends`¹ e si rigettano quelli formati da meno di un numero di particelle fissato dal modello (nel nostro caso 32). A questo punto si passa a controllare in ognuna di queste strutture se tutte le particelle sono legate tra loro, rigettando quelle che non lo sono. Questo procedimento cambia a seconda del tipo di particelle che si sta analizzando; in questo lavoro analizzeremo il caso di sole stelle (maggiori dettagli si trovano sul sito del progetto Skid, <http://www-hpcc.astro.washington.edu/tools/skid.html>). Questo processo si suddivide nelle seguenti fasi:

- si calcola l'energia potenziale di tutte le particelle del gruppo considerando le posizioni e velocità iniziale;
- si trova posizione e velocità del centro di massa del gruppo; si considera quindi per ogni particella la sua velocità relativa al moto del centro di massa, in modo da calcolarne l'energia cinetica relativa;
- si considera la particella meno legata (cioè con la differenza tra energia cinetica relativa e potenziale maggiore); se è legata al gruppo, l'algoritmo è finito, altrimenti la si toglie dal gruppo e si ritorna al punto 1.

Una volta ultimata questa operazione, si eliminano tutti i gruppi con meno particelle del valore fissato. Ciò che resta sono strutture di almeno 32 stelle legate gravitazionalmente tra loro che vengono considerate come galassie.

2.3 I modelli implementati

Al momento non esiste un unico modello numerico per descrivere l'evoluzione delle galassie, dal momento che i risultati delle simulazioni presentano delle discordanze rispetto ai dati osservativi (si veda il paragrafo 2.4). In questo lavoro si sono scelti sei possibili modelli da implementare, a seconda che si volesse favorire un aspetto piuttosto che un altro nella simulazione. In questo paragrafo presenteremo le caratteristiche peculiari di ogni modello utilizzato, mentre i risultati ottenuti saranno l'oggetto dei prossimi capitoli.

¹Il metodo `friends of friends` è un algoritmo che permette di individuare i gruppi legati tra di loro data una configurazione di particelle. Fissata una lunghezza di riferimento, nel nostro caso τ , si prende una particella e la si considera legata a tutte le particelle che sono a distanza inferiore di τ , chiamate particelle amiche, dopodiché si reitera il processo su tutte le particelle. Due particelle che siano legate tra di loro direttamente o tramite una catena di amici vengono considerate come facenti parte dello stesso gruppo.

2.3.1 Il modello efficace

Il modello efficace (vedi Springel & Hernquist 2003) è un modello per la formazione stellare ed il feedback da supernove; la sua descrizione include fenomeni quali il raffreddamento radiativo ed il riscaldamento del gas, la crescita delle nubi fredde immerse in un ambiente caldo, la formazione stellare che si verifica in queste nubi, il feedback termico dalle supernove e la conseguente evaporazione delle nubi. La particolarità di questo modello è che esso rappresenta il mezzo interstellare tramite delle particelle multifase, cioè particelle che occupano una data regione e che sono composte in parte da gas caldo, in parte dalle nubi fredde e in parte da materiale in fase di formazione stellare. Uno dei problemi dei modelli di formazione di galassie è che i fenomeni che avvengono all'interno del mezzo interstellare su scale non risolte dalla simulazione possono avere conseguenze importanti anche su scale maggiori; con questa metodologia si cerca non di risolvere la struttura del mezzo su piccole scale, bensì di descrivere gli effetti che si hanno sulle scale risolte dalla simulazione, assumendo che la dinamica globale del mezzo interstellare possa essere rappresentata tramite le proprietà medie. Il risultato principale di questa metodologia è quello di permettere un'autoregolazione per la formazione stellare, cioè il modello prevede lo stesso tasso di formazione stellare indipendentemente dai parametri del mezzo interstellare forniti. Questo è possibile poiché le particelle multifase permettono di seguire separatamente l'evoluzione delle varie componenti del mezzo interstellare, descrivendo gli effetti generati da ciascuna di loro. Nell'analizzare le regioni ad alta densità, infatti, un modello non multifase utilizza la densità e la temperatura media di tutta la particella per determinare il tempo di raffreddamento $t_{cool} = t_{cool}(\bar{\rho}, \bar{T})$; in una rappresentazione multifase invece si utilizzano i parametri legati al gas caldo: $t_{cool} = t_{cool}(\bar{\rho}_h, \bar{T}_h)$. Mentre variare la temperatura ha effetti piccoli sul tempo di raffreddamento (vedi la figura 1.3), l'utilizzo di un diverso valore della densità media ha implicazioni notevoli; si ricava che il tempo di raffreddamento aumenta sensibilmente in un modello multifase rispetto ad uno non multifase, perciò nel primo caso il mezzo interstellare mantiene una temperatura elevata e può essere riscaldato via feedback dalle supernove a temperature sufficienti per determinare un supporto di pressione. Questo effetto permette di stabilizzare il gas, rendendo quindi più difficoltosa la formazione stellare il che, assieme al ciclo di formazione ed evaporazione delle nubi fredde, porta ad un'autoregolazione del fenomeno.

Un'altra caratteristica positiva di questo modello è che risulta numericamente ben posto, dal momento che i suoi parametri possono essere determinati direttamente tramite argomentazioni di tipo fisico o dai dati osservativi,

e sono indipendenti dalla risoluzione della simulazione. Tuttavia, il modello efficace è basato su considerazioni per lo più di tipo fenomenologico; inoltre prevede un tasso di formazione stellare che risulta non essere consistente con le osservazioni, con una sovrapproduzione di materiale stellare.

Vediamo nel dettaglio in cosa consiste la rappresentazione multifase del mezzo interstellare: ogni particella SPH rappresenta una regione di questo fluido, considerato come composto da nubi fredde, al cui interno avviene la formazione stellare, in equilibrio di pressione con l'ambiente caldo circostante. Per queste particelle le equazioni idrodinamiche sono seguite solo dalla componente di gas caldo, mentre le nubi fredde sono soggette alla gravità. Tra le varie componenti della particella è possibile avere scambio di massa e di energia tramite fenomeni quali la formazione stellare, l'evaporazione delle nubi e la crescita delle stesse.

Definiamo t_* il tempo caratteristico in cui si ha conversione delle nubi fredde in stelle e β frazione delle stelle che muore istantaneamente sotto forma di supernove; il tasso di formazione stellare può essere quindi descritto da

$$\frac{d\rho_*}{dt} = \frac{\rho_c}{t_*} - \beta \frac{\rho_c}{t_*} = (1 - \beta) \frac{\rho_c}{t_*}, \quad (2.24)$$

con ρ_* densità delle stelle e ρ_c densità di nubi fredde. La formazione stellare consuma quindi la riserva di nubi fredde con un tasso ρ_c/t_* mentre aumenta la quantità di gas caldo come $\beta\rho_c/t_*$ poiché si assume che le supernove restituiscano il materiale al mezzo interstellare arricchito chimicamente. Oltre a questo processo, l'esplosione delle supernove rilascia anche dell'energia; nel modello efficace si assume che il feedback sia di tipo termico, perciò questa energia viene direttamente inserita nel gas in fase calda circostante sotto forma di calore. Questo processo ha l'effetto di far evaporare le nubi fredde ad un tasso che si assume essere proporzionale alla massa delle supernove che lo generano:

$$\left(\frac{d\rho_c}{dt} \right)_{EV} = A\beta \frac{\rho_c}{t_*}, \quad (2.25)$$

con A efficienza del processo.

Infine, consideriamo il processo di crescita delle nubi fredde: si assume che nelle regioni di coesistenza tra fase calda e fredda ci sia instabilità termica, il che porta ad uno scambio di massa tra le due fasi. In particolare, il processo di raffreddamento radiativo porta al raffreddamento della fase calda, con conseguente crescita delle nubi; questo flusso di massa viene rappresentato tramite l'equazione

$$\left(\frac{d\rho_c}{dt} \right)_{TI} = - \left(\frac{d\rho_h}{dt} \right)_{TI} = \frac{1}{u_h - u_c} \Lambda_{net}(\rho_h, u_h), \quad (2.26)$$

con ρ_h densità della fase calda, u_h e u_c energia per unità di massa delle componenti rispettivamente calda e fredda e Λ_{net} funzione di raffreddamento radiativo che tiene conto anche del riscaldamento: $\Lambda_{net} = \Lambda - \Gamma$ (vedi 2.20). In questo modello si assume che la funzione di raffreddamento non dipenda dalla composizione chimica del gas. Per determinare se la regione di interesse è soggetta ad instabilità termica si osserva la funzione di raffreddamento radiativo: se nel grafico Λ vs T siamo in una regione decrescente, allora c'è instabilità (vedi grafico 1.3). Trascurando i fenomeni di raffreddamento legati alla composizione chimica del gas, questa condizione equivale a considerare regioni con temperatura compresa tra 10^5 K e 10^6 K. Definiamo un fattore f che indichi se ci si trova in questa situazione ($f = 0$) o no ($f = 1$); combinando i tre processi appena descritti si può giungere a un set di equazioni per lo scambio di materia tra fase calda e fredda:

$$\frac{d\rho_c}{dt} = -\frac{\rho_c}{t_*} - A\beta\frac{\rho_c}{t_*} + \frac{1-f}{u_h - u_c}\Lambda_{net}(\rho_h, u_h), \quad (2.27)$$

$$\frac{d\rho_h}{dt} = \beta\frac{\rho_c}{t_*} + A\beta\frac{\rho_c}{t_*} - \frac{1-f}{u_h - u_c}\Lambda_{net}(\rho_h, u_h); \quad (2.28)$$

in entrambe le equazioni il primo termine del membro di destra rappresenta l'effetto della formazione stellare e del feedback, il secondo l'evaporazione delle nubi e l'ultimo il risultato del raffreddamento radiativo del gas. Consideriamo ora l'equazione che descrive come evolve l'energia del gas, che possiamo scrivere nella forma:

$$\frac{d}{dt}(\rho_h u_h + \rho_c u_c) = -\Lambda_{net}(\rho_h, u_h) + \beta\frac{\rho_c}{t_*}u_{SN} - (1-\beta)\frac{\rho_c}{t_*}u_c; \quad (2.29)$$

il primo termine rappresenta il raffreddamento radiativo del gas, il secondo l'energia data dalle supernove e l'ultimo l'energia persa nella creazione di stelle. Si può dividere questa equazione in modo da studiare l'evoluzione per le due fasi separatamente:

$$\frac{d}{dt}(\rho_c u_c) = -\frac{\rho_c}{t_*}u_c - A\beta\frac{\rho_c}{t_*}u_c + \frac{(1-f)u_c}{u_h - u_c}\Lambda_{net}, \quad (2.30)$$

$$\frac{d}{dt}(\rho_h u_h) = \beta\frac{\rho_c}{t_*}(u_c + u_{SN}) + A\beta\frac{\rho_c}{t_*}u_c - \frac{(u_h - fu_c)}{u_h - u_c}\Lambda_{net}. \quad (2.31)$$

Assumiamo che le nubi fredde siano a temperatura fissa; si avrà u_c costante. Il codice dovrà quindi integrare, oltre alle equazioni 2.27 e 2.28 per l'evoluzione di densità delle due componenti, anche l'equazione per l'energia specifica per la fase calda, che ha forma

$$\rho_h \frac{du_h}{dt} = \beta\frac{\rho_c}{t_*}(u_{SN} + u_c - u_h) - A\beta\frac{\rho_c}{t_*}(u_h - u_c) - f\Lambda_{net}. \quad (2.32)$$

Abbiamo quindi ricavato le equazioni per lo scambio di materia e di energia tra fase calda e fase fredda; tuttavia il modello efficace non le integra, ma utilizza le loro soluzioni di equilibrio.

2.3.2 Il modello efficace coi venti galattici

Le simulazioni effettuate tramite il modello efficace per una box cosmologica mostrano al redshift $z = 0$ una sovra produzione di stelle rispetto ai dati osservativi; per risolvere questo problema viene introdotto nel modello un altro fenomeno, i venti galattici, con velocità tipiche dell'ordine delle centinaia di km/s, generati dall'esplosione delle supernove e dagli *starbursts*, cioè le regioni in cui si ha un'intensa attività di produzione stellare con scoppi di stelle in formazione. Questo processo permette inoltre di distribuire su scale più estese gli elementi chimici prodotti all'interno delle stelle, il che porta ad un arricchimento chimico del mezzo intergalattico che si accorda con le osservazioni. Inoltre i venti galattici contribuiscono a risolvere sia il problema della formazione di strutture dense di gas freddo che la questione della sovra produzione di galassie satellite nelle simulazioni (vedi la sezione 1.4), dal momento che forniscono energia alle particelle di gas, rendendo più difficoltosa la loro aggregazione ed espellono gas dal centro delle galassie, distruggendo quindi quelle piccole.

Nell'implementazione di questo modello si assume che il tasso di trasformazione di massa per opera del vento sia proporzionale al tasso di formazione stellare, $\dot{M}_w = \eta \dot{M}_*$, con M_w massa trasportata dal vento, M_* massa della particella stella e η costante di proporzionalità dell'ordine dell'unità. Si assume inoltre che i venti portino una frazione fissa χ dell'energia rilasciata dalle supernove. Uguagliamo la frazione di energia rilasciata dalle supernove che confluisce nel vento con la sua energia cinetica, ottenendo:

$$\frac{1}{2} \dot{M}_w v_w^2 = \chi \epsilon_{SN} \dot{M}_*, \quad (2.33)$$

con v_w velocità del vento e ϵ_{SN} energia rilasciata dall'esplosione delle supernove; da questo è possibile calcolare la velocità del vento:

$$v_w = \sqrt{\frac{2\chi\epsilon_{SN}}{\eta}}. \quad (2.34)$$

Durante un passo temporale Δt della simulazione, si aggiunge una particella gas al vento se, preso un numero random tra 0 e 1, è inferiore alla probabilità p_w definita come

$$p_w = 1 - \exp \left[-\frac{\eta(1-\beta)x\Delta t}{t_*} \right], \quad (2.35)$$

con x frazione locale di gas contenuta nelle nubi fredde. Se siamo in questa situazione, si modifica la velocità \mathbf{v} della particella in

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} + v_w \mathbf{n}, \quad (2.36)$$

con v_w definita da 2.34 e \mathbf{n} versore allineato con $\mathbf{v} \times \nabla\phi$, con ϕ potenziale gravitazionale; in questo modo le particelle del vento saranno spinte prevalentemente lungo l'asse di rotazione della galassia. Se la regione in cui si ha formazione stellare ha una larghezza finita, possono presentarsi dei problemi: un vento reale plausibilmente si genera in una regione vicino al disco di formazione stellare, perciò ne può uscire senza avere un grande impatto sulla generazione di nuove stelle. Nelle simulazioni tuttavia il disco di formazione stellare ha spesso uno spessore non trascurabile, con la conseguenza che le particelle di vento vengono fermate dalla presenza di altre particelle, trasformando la loro energia cinetica in energia termica. Questo effetto inoltre porta ad instabilità nel disco, e può provocarne lo smembramento. Per evitare questi effetti, si sceglie di disaccoppiare le particelle che formano in vento dalle interazioni idrodinamiche per un tempo di 50 Myr, sufficiente affinché fuggano dal disco.

2.3.3 Il modello con feedback adiabatico

Presentiamo ora un modello atto a risolvere il problema della sovrapproduzione di stelle nelle simulazioni, proposto da Gerritsen & Icke (1997) e rielaborato nel lavoro di Stinson et al. (2008), che lo ha reso indipendente dalla risoluzione; nel nostro lavoro sarà utilizzata l'implementazione effettuata da Murante e Giovalli fornita tramite comunicazione privata. Questo modello differisce da quello efficace sostanzialmente per l'utilizzo di un feedback di tipo adiabatico, cioè un feedback termico in cui si sopprime il raffreddamento radiativo per le particelle che sono riscaldate da una supernova per un tempo determinato, tipicamente dell'ordine delle decine di Myr. Questo ha due effetti sulle particelle di gas circostanti: innanzitutto il raffreddamento e la formazione stellare risultano soppressi, inoltre il gas assorbendo l'energia si espande in modo adiabatico, andando verso le regioni a bassa densità; questo fenomeno rende difficoltosa la formazione stellare anche dopo la fase di blocco del raffreddamento indotto dal feedback.

In questo modello quando si ha formazione di una particella stella la quantità di energia rilasciata dalle supernove sarà

$$\Delta E_{SN} = \epsilon_{SN} \beta M_*. \quad (2.37)$$

La distanza r_{lim} entro cui le particelle gas ricevono parte di questa energia viene fissata in modo da contenere 32 particelle di gas; ognuna di queste

riceverà una parte dell'energia pari a

$$\Delta E_{SN,i} = \frac{m_i \cdot W(|r_i - r_*|, r_{lim}) \Delta E_{SN}}{\rho_i}, \quad (2.38)$$

dove W è il kernel del codice SPH. Il tempo per cui il raffreddamento del gas viene bloccato in questo modello è pari a $\tau = 30$ Myr, in accordo con quanto riportato nel lavoro di Gerritsen (1997).

Un'altra particolarità di questo modello è la scelta dei criteri di eleggibilità per una particella gas a particella in formazione stellare: infatti si utilizzano quelli indicati nel paragrafo 2.1.2, ma non si considera l'instabilità di Jeans. Inoltre la soglia di temperatura è posta a 15,000 K; in questo modo le particelle che hanno ricevuto il feedback termico dalle supernove non possono formare stelle, nonostante siano in una zona della galassia molto densa, il che comporta una diminuzione del tasso di formazione stellare, in accordo con i dati osservativi.

2.3.4 Il modello MUPPI

Il codice MUPPI (MUlti-Phase Particle Integrator), descritto in Murante et al. (in preparazione), permette di rappresentare gli stessi tre fenomeni descritti negli altri modelli analizzati in questo lavoro: il raffreddamento, la formazione stellare ed il feedback da supernove. Poiché questo modello è ancora in una fase preliminare di sviluppo, per il momento si trascura l'evoluzione chimica del mezzo interstellare. Similmente al modello efficace, MUPPI studia il flusso di energia e massa tra fase calda e fase fredda per le particelle di gas in regioni di formazione stellare, ma contrariamente al caso già analizzato si assume che il fluido interstellare non sia mai in equilibrio, perciò ad ogni step temporale vengono integrate le equazioni per il trasporto di massa e di energia tra le varie fasi. Questo rende la simulazione più precisa a scapito del tempo computazionale richiesto per eseguirla.

Il modello prevede che una particella di gas diventi multifase se soddisfa contemporaneamente un criterio di minima densità e uno di massima temperatura (quindi se abbiamo a che fare con gas freddo denso); in tal caso viene inizializzata multifase ponendo la quasi totalità della sua massa nella fase calda. Dopo 2 tempi dinamici oppure se la densità diventa inferiore ai 2/3 del valore critico, la particella torna ad essere monofase.

Durante il periodo in cui la particella è multifase, essa è divisa tra componenti fredda, calda e stellare; si assume che le prime due fasi siano in equilibrio di pressione:

$$n_h T_h = n_c T_c, \quad (2.39)$$

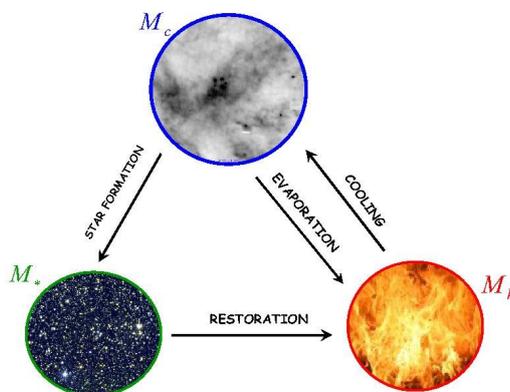


Figura 2.2: Rappresentazione schematica del flusso di massa tra le diverse componenti in una particella multifase.

con n_h e n_c densità numerica (particelle per cm^{-3}) rispettivamente della fase calda e fredda, T_h e T_c temperatura delle fase calda e fredda (quest'ultima si assume valga 1,000 K, in accordo con quanto riportato in Springel & Hernquist 2003). Le tre componenti sono legate tra loro dai fenomeni descritti in figura 2.2, che determinano il flusso di massa tra esse.

Consideriamo le nubi fredde; una frazione f_{mol} del gas che le compone è in forma molecolare, e di esso la frazione f_* viene consumata all'interno delle stelle in un tempo dinamico t_{dyn} definito come

$$t_{dyn} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_c}}, \quad (2.40)$$

con ρ_c densità della fase fredda. Il fattore f_{mol} viene stimato a partire dai lavori di Blitz & Rosolowsky (2004; 2006), che mostrano l'esistenza di una correlazione fenomenologica tra il rapporto tra idrogeno molecolare e neutro in una nube fredda e la sua pressione. Si può quindi descrivere il tasso di formazione stellare tramite l'equazione

$$\dot{M}_* = f_* \frac{f_{mol} \cdot M_c}{t_{dyn}}, \quad (2.41)$$

con M_c massa della componente fredda. Una frazione f_{re} della componente stellare viene restituita alla fase calda a causa della morte delle stelle massive; il tasso di questo processo di ristorazione viene descritto tramite l'equazione

$$\dot{M}_{re} = f_{re} \dot{M}_{sf}. \quad (2.42)$$

Per quanto riguarda il processo di raffreddamento del gas, il suo tasso viene calcolato seguendo la formula

$$\dot{M}_{cool} = \frac{M_h}{t_{cool}}, \quad (2.43)$$

dove M_h è la massa della fase calda e t_{cool} il tempo di raffreddamento calcolato tramite la funzione di raffreddamento implementata da GADGET-2. Il processo inverso, cioè l'evaporazione, viene interpretato come l'effetto dell'azione delle stelle massive sulle nubi molecolari; il suo tasso è perciò legato alla produzione stellare tramite l'equazione

$$\dot{M}_{ev} = f_{ev} \dot{M}_{sf}, \quad (2.44)$$

con f_{ev} frazione della fase fredda che viene convertita in fase calda tramite questo processo. Il trasporto di massa tra le tre componenti viene quindi riassunto dal set di equazioni

$$\dot{M}_* = \dot{M}_{sf} - \dot{M}_{re}, \quad (2.45)$$

$$\dot{M}_c = \dot{M}_{cool} - \dot{M}_{sf} - \dot{M}_{ev}, \quad (2.46)$$

$$\dot{M}_h = -\dot{M}_{cool} + \dot{M}_{re} + \dot{M}_{ev}. \quad (2.47)$$

Al flusso di massa è associato anche un flusso di energia tra le diverse fasi; questo modello segue l'evoluzione dell'energia associata alla fase calda E_h . Questa componente perde energia per raffreddamento radiativo tramite l'equazione

$$\dot{E}_{cool} = \frac{E_h}{t_{cool}}, \quad (2.48)$$

e ne acquista per feedback dalle supernove:

$$\dot{E}_{heat} = \epsilon_{SN} \cdot f_{fb} \cdot \frac{\dot{M}_{sf}}{M_{*,sn}}, \quad (2.49)$$

con ϵ_{SN} energia rilasciata dall'esplosione di una singola supernova, f_{fb} frazione di questa energia iniettata direttamente nel mezzo interstellare e $M_{*,sn}$ massa delle supernove. Definendo come \dot{E}_{hydro} il flusso di energia dovuto alle interazioni idrodinamiche con le altre particelle, il flusso di energia per la fase calda diventa

$$\dot{E}_h = \dot{E}_{heat} - \dot{E}_{cool} + \dot{E}_{hydro}. \quad (2.50)$$

Il modello MUPPI non analizza l'evoluzione dell'energia per la fase fredda, che darebbe luogo ad un termine di pressione cinetico; questo perché si è ancora in una fase preliminare di sviluppo del codice.

La formazione stellare viene implementata similmente ai casi precedenti, con un limite massimo per la generazione di particelle stella da una stessa particella genitrice posto a 4. Per quanto riguarda il feedback da supernove, si utilizza il metodo termico distribuendo la frazione f_{fb} dell'energia generata dalle supernove alle particelle vicine lungo il cammino di minor resistenza. Questo si realizza considerando solo le particelle di gas contenute sia entro una sfera di raggio h , lunghezza del kernel SPH, che in un semicono con vertice nella particella in cui c'è l'esplosione delle supernove, asse antiallineato con il gradiente di pressione e apertura di 140° . Questa scelta permette al modello di rappresentare in maniera veritiera l'effetto del feedback da supernove a seconda della geometria della struttura che si sta descrivendo; infatti questo processo ha conseguenze diverse se avviene in una galassia con un disco sottile o spesso. Il metodo del cammino di minor resistenza racchiude entrambe le situazioni: infatti se l'esplosione della supernova avviene all'interno di un disco sottile, si osserva che l'onda generata riesce ad uscirne, disperdendo gran parte della propria energia lungo la direzione verticale; se invece il sistema è spesso l'energia viene distribuita all'interno del mezzo interstellare, provocandone un aumento di pressione. La frazione di energia ΔE_i data ad ogni particella è fornita da

$$\Delta E_i = \frac{m_i \cdot W(|r_i - r_\rho|, h_*) K \Delta E_{heat,i}}{\rho_i}, \quad (2.51)$$

con W kernel SPH, r_ρ asse del semicono, h_* lunghezza del kernel associata alla particella in cui si ha l'esplosione e K costante di normalizzazione.

Il modello MUPPI è ancora in una fase preliminare di sviluppo; perciò in questo lavoro si è scelto di implementarlo utilizzando due valori diversi della densità limite per eleggere la particella multifase: in una prima implementazione, chiamata a soglia bassa, vale 0.01 particelle/cm³, nella seconda a soglia alta vale 0.25 particelle/cm³. Inoltre, si è eseguita una terza implementazione utilizzando la soglia bassa ed un feedback di tipo cinetico; infatti è evidente che l'esplosione di una supernova comporterà un aumento sia dell'energia termica che cinetica nelle particelle vicine, e l'inclusione di questo fenomeno nel modello comporta l'aggiunta di un solo parametro per descrivere la frazione di energia disponibile che viene distribuita sotto forma di energia cinetica. Si è osservato che l'utilizzo di questo processo di feedback migliora la stima del tasso di produzione stellare; tuttavia non sono stati ancora eseguiti dei test ufficiali per determinare quanto il modello MUPPI con feedback cinetico dia una rappresentazione corretta della formazione di galassie.

2.4 La perdita di momento angolare

La formazione tramite simulazioni numeriche di galassie che abbiano le stesse proprietà di quelle che osserviamo è un problema ancora aperto, nonostante i continui progressi (si veda la review di Mayer, Governato & Kaufmann, 2008 per una descrizione accurata). Parte di queste discrepanze è dovuta alla natura stessa delle simulazioni, che dovendo approssimare la fisica introducono necessariamente degli errori (se ne discuterà in dettaglio nel seguito di questo paragrafo); parte invece è causata dalla nostra ignoranza, quando non proprio da errori, nella comprensione dei fenomeni che intervengono. Capire quanto incidono questi due elementi è fondamentale per migliorare la nostra descrizione dell'universo.

Una delle previsioni del modello con materia oscura è che per le galassie a spirale gli aloni hanno un valore pressoché universale di momento angolare specifico ad una data epoca, indipendentemente dalla loro massa e dalla storia di merging; si può quantificare questo tramite il parametro λ (di cui si è parlato nel capitolo precedente).

Quando si simula la formazione di dischi isolati, cioè il cui alone non interagisce con altri e non ci sono eventi di merging né di accrescimento, si ottengono strutture le cui dimensioni e il momento angolare specifico sono paragonabili a quelli dei dischi di galassie osservati; tuttavia se si rimuove l'ipotesi di isolamento, cioè se si effettua la simulazione all'interno di una box cosmologica, la situazione cambia. Si osserva infatti una perdita del momento angolare nella componente barionica generata da un fenomeno denominato attrito dinamico: durante gli eventi di merging i piccoli ammassi di gas formatesi precedentemente cadono nella buca di potenziale di un alone più grande, subendo quindi una forza di trascinamento che strappa la parte più fredda e condensata e causa il trasporto del suo momento angolare all'alone di materia oscura. Come risultato, nelle prime simulazioni si ottenevano dei dischi piccoli con momento angolare fino a 10 volte inferiore a quello atteso confrontando coi dati osservativi.

Sono state proposte varie soluzioni a questo problema: la prima prevede di rivisitare il modello cosmologico. La perdita di momento angolare per attrito dinamico è maggiore tanto più gli agglomerati di gas e materia oscura che cadono nel potenziale dell'alone sono freddi e densi; utilizzare un modello di materia oscura calda (Warm Dark Matter, WDM) renderebbe questi ammassi più smussati e rarefatti, migliorando quindi la stima per il momento angolare specifico.

Un'altra possibilità meno drastica consiste nell'impedire ai barioni di cadere troppo presto nelle buche di potenziale della materia oscura; in questo modo la componente barionica non segue rigorosamente il merging degli aloni,

rendendo gli agglomerati meno densi. Questo è possibile se l'energia termica dei barioni è sufficiente per resistere al collasso gravitazionale, almeno fino ad una certa scala di massa; ciò può verificarsi per via di esplosioni di supernove, per la presenza di una radiazione generata dalle stelle, per il feedback generato dall'accrescimento di buchi neri o per l'esistenza di galassie vicine.

C'è infine una terza strada: i barioni potrebbero agglomerarsi eccessivamente a causa di effetti numerici spuri. La perdita di momento angolare per effetti numerici può verificarsi a causa di uno o più di questi fattori:

- la viscosità artificiale introdotta all'interno dei codici;
- l'interazione tra particelle a temperature molto differenti: nelle parti esterne di un disco si ha la presenza di particelle fredde, che appartengono alla galassia, e particelle ad alta temperatura, cioè il gas che deve ancora raffreddarsi e collassare e il gas riscaldato dal feedback. Il codice SPH ha dei problemi a trattare zone con gradienti elevati; questo provoca una forza di trascinamento fittizia per le particelle fredde;
- il disco può presentare delle asimmetrie generate da una cattiva discretizzazione del fluido cosmologico e per questo può risentire di una forza mareale generata dalla distribuzione di materia all'esterno che ne diminuisce il momento angolare;
- man mano che il disco diventa più massivo si può generare un'instabilità gravitazionale spuria della componente gas e stellare del disco, che può causare un trasporto di momento angolare attraverso strutture non simmetriche, come barre o bracci a spirale, portando la materia verso le parti esterne del disco.

La soluzione più probabile è che la risposta stia tra l'individuazione di meccanismi per impedire ai barioni di cadere nelle buche di potenziale della materia oscura troppo presto e un'analisi accurata degli effetti numerici spuri, senza bisogno di sconvolgere il modello cosmologico standard. Nell'ultima parte di questo capitolo riportiamo i risultati di alcune indagini sugli effetti della risoluzione sulla perdita del momento angolare, mentre i prossimi capitoli si occuperanno di studiarne la dipendenza da diversi modelli.

Nell'articolo di Governato et al.(2008) è contenuto uno studio della dipendenza della perdita di momento angolare al variare della risoluzione numerica. Utilizzando il codice GASOLINE, un codice ad albero con una descrizione della componente idrodinamica SPH (vedi Wadsley, Stadel & Quinn 2004; Stadel, Wadsley & Richardson 2001) con il modello con feedback adiabatico, si è simulata a bassa risoluzione l'evoluzione di una box cosmologica di lato

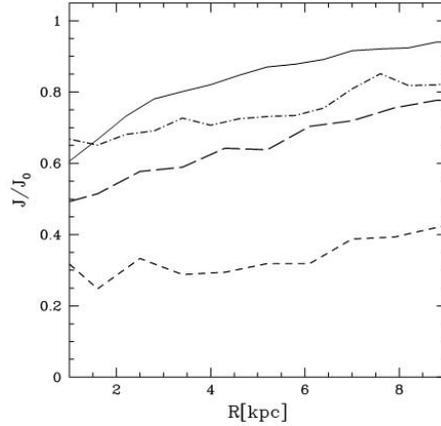


Figura 2.3: Perdita del momento angolare specifico in funzione della distanza dal centro della galassia a spirale. Sull'asse delle ordinate riportiamo il rapporto tra momento angolare specifico della componente barionica e per la componente materia oscura, calcolato tramite una simulazione con solo questa componente. Le quattro linee rappresentano quattro risoluzioni differenti, come meglio specificato nel testo.

100 Mpc; si è selezionata una galassia a spirale tra quelle formatesi e la si è risimulata separatamente a varie risoluzioni per un periodo di 8 Gyr. Per avere un valore di controllo per il momento angolare specifico, si è ripetuto il procedimento per la sola componente di materia oscura. La figura 2.3 rappresenta la perdita di momento angolare specifico alle varie risoluzioni in funzione della distanza dal centro della galassia: la linea continua corrisponde ad una simulazione con 100,000 particelle per la materia oscura, 200,000 per le stelle e 5,000 per il gas, il tratto linea-punto rappresenta il caso con il numero di particelle per la materia oscura e le stelle diminuite di un fattore 5, per la linea tratteggiata lunga le stelle sono diminuite di 25 volte rispetto al valore iniziale, mentre per la linea a trattini corti si hanno 4,000 particelle di materia oscura, 8,000 di stelle e 1,000 di gas. Il softening per ogni componente viene riscaldato in accordo con la risoluzione: $\epsilon_{test} = \epsilon_{cosmo} (m_{test}/m_{cosmo})^{1/3}$, con m_{cosmo} e ϵ_{cosmo} massa della particella e softening per la simulazione cosmologica principale.

Nella simulazione con risoluzione più bassa non è visibile la struttura a disco, e la perdita di momento angolare specifico è di circa il 70%. Questa perdita diminuisce molto aumentando dapprima il numero di particelle di materia oscura, successivamente anche quello delle stelle (le linee a tratto

lungo e linea-punto). Per la risoluzione maggiore si ottiene una perdita inferiore al 10% lungo quasi tutto il disco, con una punta al 30% entro i primi 2 kpc dal centro della galassia. In questo ultimo caso, si osserva anche la formazione di una barra all'interno del disco.

Un'analisi dettagliata di più simulazioni numeriche a varie risoluzioni ha evidenziato, nelle condizioni e con i codici utilizzati per questa indagine, che sono necessarie almeno 10^6 particelle di gas per rappresentare una galassia a spirale con una perdita del momento angolare specifico contenuto.

Analisi della formazione di galassie nane

Questo capitolo è dedicato all'analisi delle galassie simulate tramite i modelli di formazione stellare e feedback da supernove che sono stati presentati nel capitolo precedente. Per fare questo si è considerato un set di condizioni iniziali al redshift $z = 76$ e lo si è fatto evolvere fino a $z = 0$; questo procedimento è stato ripetuto per sei volte, ogni volta implementando un modello differente: il modello MUPPI a soglia bassa, il modello MUPPI a soglia alta, il modello MUPPI con il feedback cinetico, il modello efficace, il modello efficace coi venti galattici ed il modello a feedback adiabatico. Le condizioni iniziali utilizzate sono costituite dalla distribuzione di materia oscura e di gas all'interno di un cubo di lato 10 Mpc comoventi su cui sono state poste delle condizioni periodiche al contorno, in modo da rappresentare un universo infinito. Per ognuna di queste simulazioni si sono analizzate le quattro galassie più massive; si è scelto di studiare solo queste strutture poiché minore è la massa di una galassia, minore è il numero di particelle da cui è composta, il che aumenta gli errori legati alla natura numerica della nostra indagine.

Questo capitolo è organizzato nel seguente modo: la prima sezione presenta i metodi utilizzati per studiare le caratteristiche delle galassie simulate, metodi che saranno ripresi anche nel prossimo capitolo riguardante i risultati di simulazioni della formazione di galassie a spirale. In ogni sezione successiva riporteremo i risultati ottenuti applicando uno dei modelli; in particolare l'attenzione sarà focalizzata sullo studio dello stato di rotazione delle galassie. L'ultima sezione riporta un confronto tra i risultati ottenuti dalle varie implementazioni.

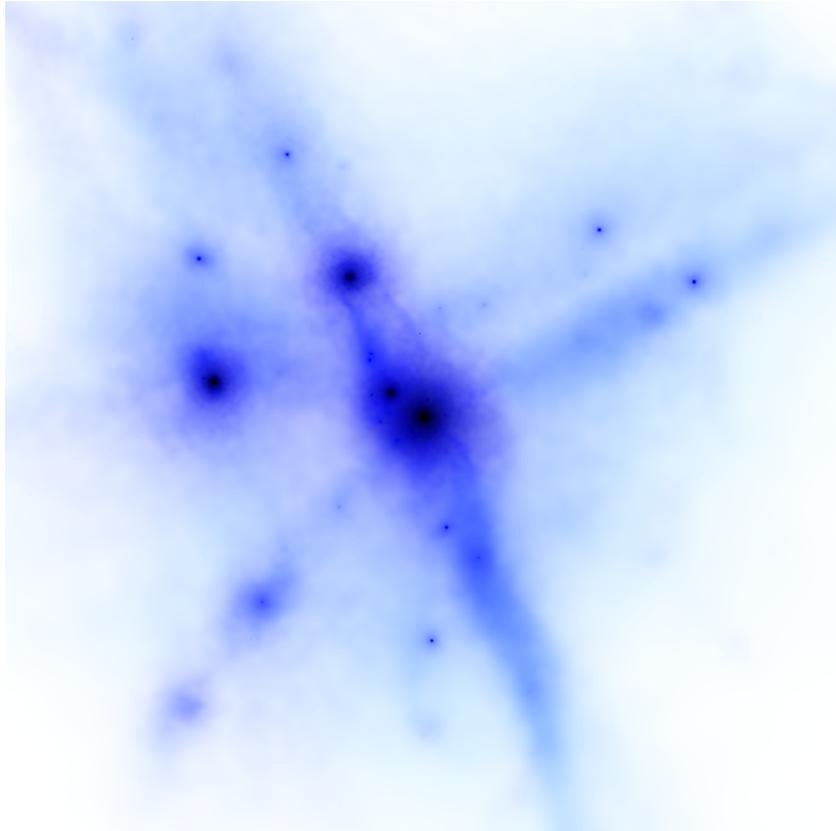


Figura 3.1: Rappresentazione della distribuzione di gas (in azzurro) e stelle (in nero) per la snapshot 134 relativa alla simulazione che implementa il modello MUPPI a soglia bassa. Questa immagine è stata realizzata tramite il codice `splotch` (cfr Dolag et al., 2008).

3.1 I metodi di indagine

Per ottenere le galassie simulate si sono considerate le stesse condizioni iniziali presentate nell'articolo di D'Onghia et al. (2006): all'interno di uno scenario Λ CDM con $h=0.72$ si fa evolvere a bassa risoluzione un cubo di lato 10 Mpc/h con condizioni periodiche al contorno per simulare un universo infinito contenente particelle di gas e di materia oscura da $z=74$ fino a $z=0$ usando il codice GADGET-2 nell'implementazione di Springel, 2005. Si seleziona quindi un alone di materia oscura a $z=0$ con raggio viriale di circa 150 Mpc/h e massa $5 \times 10^{11} M_{\odot}/h$; si identificano quindi le particelle che generano questo alone a $z=74$ e si considera un cubo che le contenga. Questa regione verrà risimulata ad alta risoluzione, utilizzando 256^3 particelle su una gri-

M_{DM}	M_{gas}	ϵ
4.3×10^6	6.5×10^5	0.5

Tabella 3.1: Massa delle particelle di gas e di materia oscura in unità di M_{\odot}/h e softening in unità di kpc/h per le simulazioni presentate in questo capitolo. Si è assunto per la costante di Hubble un valore $h=0.72$.

glia tridimensionale, mentre nelle regioni esterne a questo cubo le particelle hanno sono posizionale in corone sferiche di massa crescente, fino alla risoluzione originaria, in modo da riprodurre il campo mareale senza tuttavia che il calcolo di questa ultima quantità incida significativamente sul tempo computazionale richiesto dalla simulazione. La componente di gas viene aggiunta utilizzando lo stesso numero di particelle di gas rispetto a quelle di materia oscura nel cubo ad alta risoluzione a $z=74$; queste particelle di gas sono posizionate sulla griglia spostate di mezza lunghezza di una maglia rispetto ai nodi e le loro velocità sono calcolate mediando le velocità delle particelle di materia oscura vicine. I parametri utilizzati per le particelle all'interno del cubo ad alta risoluzione sono riportati in tabella 3.1. Nel selezionare l'alone da studiare non si sono poste particolari condizioni; questo implica che, data la sua massa ed il suo raggio viriale, si avrà la generazione di galassie nane che potranno presentare una morfologia generica: potranno essere infatti a spirale, ellittiche od irregolari.

Una volta note le condizioni iniziali, le si sono fatte evolvere tramite il codice GADGET-2, che implementa uno dei modelli a cui siamo interessati; il tutto è stato ripetuto per sei volte, utilizzando ogni volta un modello differente. Ognuna di queste simulazioni ha fornito come **output** un set di file che contengono per ogni particella posizione, velocità, temperatura, densità, ed altre quantità fisiche ad un dato redshift. Questi file vengono chiamati **snapshot** poiché rappresentano un'istantanea dell'universo; per ogni simulazione ne sono stati realizzati 134 (con la snapshot 0 che corrisponde alle condizioni iniziali e la snapshot 134 a $z=0$), in modo tale che siano circa equispaziati rispetto al fattore di scala. In figura 3.1 è riportata un'immagine della distribuzione delle particelle di gas e stelle della snapshot 134 ottenute con il modello MUPPI a soglia bassa. Una volta note queste istantanee dell'universo, si individuano le galassie tramite l'algoritmo Skid, di cui si è discusso nel capitolo precedente (cfr 2.2).

Il lavoro svolto in questa tesi consiste in un'analisi delle galassie che sono state precedentemente generate nel modo appena descritto tramite lo studio di alcune grandezze che le caratterizzano a $z=0$ e della loro variazione durante l'evoluzione della galassia. Per fare questo è necessario identificare la stessa galassia nelle diverse snapshot; si è quindi realizzato un algoritmo

	Gal A	Gal B	Gal C	Gal D
MUPPI a soglia bassa	2.67×10^{10}	1.33×10^{10}	1.10×10^{10}	1.16×10^{10}
MUPPI a soglia alta	2.32×10^{10}	1.50×10^{10}	1.33×10^{10}	1.22×10^{10}
MUPPI con feedback cinetico	6.74×10^9	2.66×10^9	3.08×10^9	3.06×10^9
Efficace	2.15×10^{10}	1.41×10^{10}	1.31×10^{10}	1.29×10^{10}
Efficace coi venti	2.70×10^{10}	3.22×10^9	2.65×10^9	4.41×10^9
Feedback adiabatico	2.31×10^{10}	1.26×10^{10}	1.02×10^{10}	1.15×10^{10}

Tabella 3.2: Massa stellare in unità di masse solari per le galassie A; B; C; D nei 6 modelli implementati.

che, partendo da $z = 0$ e andando a ritroso nel tempo, individua per ogni snapshot a quale galassia corrisponde quella a cui siamo interessati. Questo algoritmo si articola nelle seguenti fasi:

- si considera il centro di massa della galassia a cui siamo interessati alla snapshot 134;
- si valuta la distanza tra il centro di massa della galassia appena individuato e il centro di massa di tutte le galassie alla snapshot precedente;
- si considera la distanza minore; se essa è inferiore ad un valore di soglia d_{min} allora questa è la galassia di cui stiamo seguendo l'evoluzione, altrimenti la si considera scomparsa e si esce dall'algoritmo;
- si considera il centro di massa della galassia appena individuata e si torna al punto b) finché non si arriva alle condizioni iniziali.

Per queste simulazioni si è utilizzata una distanza di soglia $d_{min} = 13$ kpc fisici; si è scelto questo valore poiché si è osservato che una soglia minore impedisce di riconoscere la stessa galassia tra diverse snapshot, ed un valore maggiore crea delle ambiguità quando si hanno due galassie vicine, cosa che avviene frequentemente nel caso delle galassie satellite.

Lo scopo della nostra analisi è individuare delle differenze nelle galassie simulate tramite i diversi modelli; per fare questo è quindi necessario confrontare la stessa galassia ottenuta nelle diverse implementazioni. Ciò viene realizzato considerando che una stessa galassia risulta avere il centro di massa spostato di meno di 80 kpc fisici al redshift 0 tra una simulazione e l'altra; nominando quindi la galassie A, B, C e D in ordine decrescente di massa per il modello MUPPI a soglia alta, si trova facilmente la corrispondenza tra le galassie ottenute con le varie implementazioni osservando semplicemente la loro posizione.

L'analisi svolta in questo lavoro può essere suddivisa in tre parti: in una prima fase si individuano le caratteristiche morfologiche generali della galassia, quindi si determina se è a supporto di rotazione ed infine si trova la perdita di momento angolare barionico. Per la prima parte, viene studiato innanzitutto il profilo di densità superficiale delle componenti barioniche (gas e stelle) separatamente; questo fornisce un indice del fatto che la galassia sia a spirale (cfr la sezione 1.3) o ellittica. Inoltre si analizza la dispersione lungo l'asse \hat{z} di stelle e gas, dove la direzione \hat{z} è definita in modo da essere perpendicolare al piano su cui giace la galassia. La nostra analisi costruisce un istogramma normalizzato della massa per le due componenti separatamente per varie distanze dal centro della galassia, indicate in kpc fisici; se si ha una struttura in cui domina il disco si otterranno stelle e gas distribuiti vicino al disco galattico nella zona centrale, allontanandosene solo nelle zone periferiche della galassia; al contrario se la componente predominante è il bulge, stelle e gas saranno distribuiti lontano dal piano galattico anche in corrispondenza del centro della galassia. Infine si studia il tensore d'inerzia della componente barionica della galassia, che nella sua forma più generale è definito come

$$\mathbf{I} = \sum_a m_a (r_a^2 \mathbf{1} - \mathbf{r}_a \mathbf{r}_a), \quad (3.1)$$

con $\mathbf{1}$ matrice unità, a indice della particella di gas o stellare che fa parte della galassia, m_a la sua massa, $\mathbf{r}_a = x_a \hat{i} + y_a \hat{j} + z_a \hat{k}$ posizione, con \hat{i} , \hat{j} e \hat{k} sistema di assi cartesiani. Supponiamo di calcolare gli autovalori per un sistema a disco: si hanno due dimensioni molto più sviluppate rispetto alla terza e simmetria per rotazioni attorno ad un asse con direzione \hat{z} . Ponendo gli assi \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} in modo che la direzione di \hat{k} coincida con quella di \hat{z} , il tensore d'inerzia assume la forma

$$I = \begin{pmatrix} \sum_a m_a y_a^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sum_a m_a x_a^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sum_a m_a (x_a^2 + y_a^2) \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Infatti gli elementi fuori diagonale sono tutti nulli per simmetria: $-\sum_a m_a x_a y_a = -\sum_a m_a x_a z_a = -\sum_a m_a y_a z_a = 0$. Da questo si deduce che, definendo gli autovalori del momento d'inerzia I_1 , I_2 e I_3 in ordine crescente, per una struttura a disco si ottengono le condizioni $I_3 = 2 \cdot I_1 = 2 \cdot I_2$. Tuttavia sappiamo che le galassie non appaiono mai come dei dischi perfetti: infatti anche nel caso delle galassie a spirale, queste presentano strutture come barre o bracci e non sono infinitamente sottili. Perciò lo studio degli autovalori I_i e della loro evoluzione nel tempo fornisce solo un indice del fatto che la galassia sia dominata da una struttura a disco o da un bulge; non ci si aspetta di trovare in nessun caso i valori ideali descritti precedentemente. In generale chiameremo

una struttura a disco se rispetterà le condizioni $I_2/I_1 < 1.2$ e $I_3/I_1 > 1.8$; se invece il primo rapporto è minore di 1.3 ed il secondo maggiore di 1.6 siamo in presenza di un disco appiattito. Nel caso in cui non valga solo la prima di queste condizioni rilassate, saremo in presenza di una galassia ovalizzata stretta; se non viene rispettata solo la seconda, definiremo la struttura come uno sferoide appiattito. Se entrambe le condizioni non sono soddisfatte, la struttura è uno sferoide generico.

Il secondo aspetto dell'analisi svolta mira a determinare se le galassie ottenute tramite le simulazioni sono a supporto di rotazione. Come primo indice di questo si definisce un angolo θ tra il momento angolare e la direzione corrispondente all'autovalore massimo del tensore d'inerzia (cioè la direzione perpendicolare al piano galattico); se la galassia è a disco e sta ruotando, le due direzioni dovrebbero coincidere, il che comporta valori piccoli per θ . In questo lavoro si assume che se questo angolo è inferiore ai 3° si è in presenza di una struttura a supporto rotazionale; se il valore è compreso tra 3° e 10° si ha che solo una parte della struttura è in rotazione, mentre per un angolo maggiore non si ha supporto di rotazione. Inoltre per ogni galassia viene descritta la curva di rotazione, cioè il grafico che riporta la velocità tangenziale delle particelle barioniche contro la loro distanza dal centro della galassia in kpc fisici. Nella sezione 1.3 si è discusso qual'è la forma che questa curva assume nel caso di una galassia a spirale reale; quanto il nostro risultato si discosta da questo è quindi un indice dello stato di rotazione della galassia.

Infine, siamo interessati a determinare la perdita del momento angolare per la componente barionica; per poterla quantificare consideriamo non tanto il valore assoluto di questa quantità ma il suo rapporto rispetto al valore che assumerebbe se non si avessero fenomeni di trasporto dalla componente barionica alla componente materia oscura. Come stima di questo valore si è scelto il momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale r_v : infatti per questa componente non si ha perdita di momento angolare, e considerarla a questa distanza equivale a prendere un punto di equilibrio. Con raggio viriale si è definita la distanza tale per cui la densità di materia barionica contenuta entro la sfera di raggio r_v è 200 volte la densità critica dell'universo.

Le simulazioni analizzate hanno degli elementi in comune: innanzitutto, esse generano delle galassie con massa circa $10^9 - 10^{10} M_\odot$ (cfr la tabella 3.1) e raggio dell'ordine dei kpc; si hanno cioè delle galassie nane. Inoltre, in ciascuno dei sei casi oggetto d'indagine si osserva un fenomeno di merging per la galassia B a redshift $z=0.49$; questo evento può essere più o meno incisivo nel determinare le caratteristiche della galassia B a seconda del rapporto di massa tra le due galassie nelle varie simulazioni, rapporto che varia a seconda che il modello implementato favorisca o meno la formazione di galassie satel-

lite. Infine, la galassia C risulta in ogni simulazione essere influenzata dalla presenza di una galassia a meno di 100 kpc fisici; perciò l'approssimazione di isolamento, cioè l'ipotesi per cui l'alone della galassia in esame non subisce eventi di merging né l'influenza di altri aloni, può essere applicata solo alle galassie A e D.

I risultati delle nostre analisi sono riportati in coda ad ogni sezione; nel testo, quando non diversamente indicato, ci si riferisce ai dati relativi al redshift $z=0$. I grafici presentati sono raggruppati per ciascuna galassia; le prime immagini dall'alto riportano la galassia vista di faccia (a sinistra) e di taglio (a destra) al redshift $z=0$, con le particelle stelle in bianco e le particelle gas in marrone; il lato di queste immagini, che sono state ottenute tramite il codice `splotch` (cfr Dolag et al., 2008), vale 17 kpc fisici. Vengono inoltre presentati, in ordine dall'alto al basso e da sinistra a destra: il profilo di densità superficiale per le stelle (in rosso) e di gas, che viene considerato separatamente nella fase fredda per le particelle multifase (in blu) e nel suo insieme (in azzurro) per le implementazioni di MUPPI, mentre è considerato solo nel suo insieme (in blu) nei restanti modelli; l'istogramma per la dispersione di gas lungo l'asse \hat{z} a 0.5 kpc dal centro della galassia (in rosso), a 2.5 kpc (in verde) a 4.5 kpc (in azzurro) e a 6.5 kpc (in viola); lo stesso istogramma per la componente stellare; la curva di rotazione per la componente stellare (in rosso) ed il gas (in blu); il momento angolare specifico di stelle (in verde), gas (in rosso) ed il valore assunto dalla materia oscura al raggio viriale (in blu) in funzione della distanza dal centro della galassia in kpc fisici. Inoltre per ogni modello implementato presentiamo anche l'evoluzione in massa delle galassie in funzione del fattore di scala. In coda al capitolo riportiamo una tabella riassuntiva per ogni galassia che riporta il rapporto tra gli autovalori del tensore d'inerzia ed il valore dell'angolo θ per ogni modello utilizzato (da 3.8 a 3.8).

I sei modelli per i quali è stata eseguita l'analisi sono: MUPPI a soglia di densità per l'entrata in multifase del gas bassa, MUPPI a soglia di densità per l'entrata in multifase del gas alta, MUPPI con feedback cinetico, il modello efficace, il modello efficace coi venti galattici ed infine il modello con feedback adiabatico. Questi modelli sono stati presentati nel capitolo precedente; in tabella 3.1 riportiamo i valori dei parametri che sono stati implementati nel nostro lavoro, che sono:

- n_{th} : la densità critica per l'entrata in formazione stellare delle particelle del gas interstellare;
- F_{SN} : la frazione dell'energia generata dall'esplosione delle supernove fornita sotto forma di feedback cinetico;

	n_{th}	F_{SN}	χ
MUPPI a soglia bassa	0.01	0	-
MUPPI a soglia alta	0.25	0	-
MUPPI con feedback cinetico	0.01	0.1	-
Efficace	-	-	0
Efficace coi venti	-	-	0.5
Feedback adiabatico	0.25	-	0

Tabella 3.3: Valore dei parametri scelti per i 6 modelli implementati in questo lavoro. Il simbolo - indica che questo parametro non è previsto nel modello in questione; in particolare, il modello efficace ed il modello efficace coi venti galattici non necessitano di una soglia di entrata in formazione stellare per le particelle di gas dal momento che viene determinata all'interno della simulazione; inoltre essi, assieme al modello con feedback adiabatico, non prevedono la possibilità di un feedback di tipo cinetico; infine le diverse implementazioni di MUPPI non tengono conto di una generazione di venti galattici.

- χ : la frazione dell'energia rilasciata dall'esplosione delle supernove incanalata nei venti;

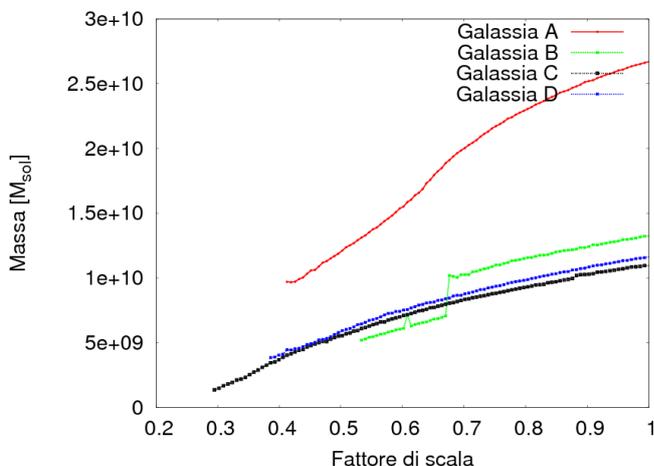


Figura 3.2: Evoluzione della massa stellare in unità di M_{\odot} per le galassie in analisi in funzione del fattore di scala nella simulazione che implementa MUPPI a soglia bassa. La curva rossa rappresenta l'evoluzione per la galassia A; la curva verde per la galassia B; la curva nera per la galassia C ed infine la curva azzurra per la galassia D.

3.2 I risultati del modello MUPPI a soglia bassa

Come già descritto nella sezione 2.3.4, MUPPI è un modello per la formazione ed evoluzione delle galassie che rappresenta il mezzo interstellare attraverso particelle SPH multifase: queste particelle vengono divise tra fase calda, nubi fredde e componente stellare. Si studia quindi il flusso di massa e di energia tra queste fasi; la simulazione che implementa il modello MUPPI ha la particolarità di integrare ad ogni step temporale le equazioni che descrivono questi flussi, contrariamente a ciò che avviene per gli altri modelli, che considerano solo le soluzioni di equilibrio. In questo primo caso si implementa MUPPI con un valore per la soglia di densità per l'entrata delle particelle di gas in multifase che vale $0.01 \text{ particelle/cm}^3$.

Osservando i profili di densità superficiale per le galassie generate da questo modello si osserva che in tutti i casi analizzati la componente stellare domina su quella gassosa fino alle zone esterne della galassia; inoltre il profilo stellare risulta essere quasi esponenziale, con un rigonfiamento in corrispondenza della regione più centrale; questa caratteristica è presente anche nel profilo del gas. In figura 3.2 riportiamo l'evoluzione di massa delle galassie in funzione del fattore di scala; si evidenzia la presenza del merging per la

galassia B.

Galassia A

I dati relativi alla galassia più massiva in questa implementazione sono riportati in 3.3; essa appare come un disco spesso, dal momento che per i rapporti tra gli autovalori del tensore d'inerzia si ottiene:

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.25 : 1.61$$

Sappiamo che gli autovalori I_1 e I_2 corrispondono agli assi della galassia che giacciono sul piano galattico; il fatto che differiscano del 25 % indica che questi due assi hanno lunghezza diversa; tuttavia notiamo che questo rapporto è in diminuzione (vedi il grafico ri. Inoltre l'autovalore I_3 , che si riferisce alla direzione \hat{z} , non è significativamente diverso da I_2 , perciò il disco risulta spesso; si osserva però che il rapporto I_3/I_1 è in diminuzione, mentre quello tra I_3 e I_2 è in aumento; siamo quindi in presenza di una struttura a disco che si sta formando. Questo è confermato dall'analisi della dispersione delle componenti barioniche lungo l'asse \hat{z} : infatti il gas è distribuito entro 3 kpc dal piano galattico fino a 4.5 kpc dal centro, mentre le stelle sono disposte entro 2 kpc dal piano galattico fino alle zone periferiche.

Per quanto riguarda la rotazione del disco, l'angolo θ diminuisce costantemente lungo l'evoluzione della galassia, fino a valere 1.38° al redshift 0; inoltre la curva di velocità ha un andamento simile a quello atteso nelle galassie a spirale, con il punto più alto che vale 250 km/s e che si raggiunge a circa 4 kpc dal centro della galassia. Tuttavia per distanze maggiori la curva, invece di restare costante come avviene per le galassie a spirale, ha un decadimento. Nonostante questo, si può concludere che la struttura è a supporto rotazionale, dal momento che la maggior parte della massa è concentrata entro i 4 kpc.

Galassia B

Si è osservato nella sezione 3.1 che la galassia B subisce un evento di merging recente in queste simulazioni; nel caso che si sta analizzando esso avviene con una galassia che ha massa 0.44 volte la massa della galassia B, il che rende questo evento particolarmente significativo. Ciò che risulta al redshift $z=0$ è una struttura con rapporti tra gli autovalori del tensore d'inerzia:

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.18 : 1.53$$

Questi valori indicano la presenza di una struttura ovalizzata spessa: infatti gli assi che giacciono sul piano galattico hanno lunghezza simile, mentre il

terzo asse risulta essere di poco minore a questi. Ciò è confermato anche dall'analisi della dispersione delle componenti barioniche lungo \hat{z} , che mostra come sia il gas che le stelle già in corrispondenza del centro della struttura siano disposti fino a 4 kpc dal piano della galassia (vedi il grafico riportato in 3.4).

Durante il merging l'angolo θ arriva ad assumere il valore di 63.86° ; tuttavia dopo questo evento esso comincia a decrescere, anche se non in maniera costante, fino ad assumere il valore 2.11° per il redshift 0. Inoltre, dalla curva di rotazione si osserva che il gas risulta essere a supporto rotazionale fino a 3 kpc circa, con velocità massima di 170 km/s, mentre le stelle non sembrano essere in rotazione.

Galassia C

Lo sviluppo della galassia C risulta essere perturbato dalla presenza di una galassia che, in questa implementazione, al redshift $z=0$ si trova a soli 30 kpc fisici di distanza e che presenta una massa circa un millesimo della massa della galassia C. Questa ultima appare come una struttura ovalizzata: infatti dagli autovalori del tensore d'inerzia si ricava

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.34 : 1.61$$

Questi valori indicano che la struttura ha gli assi che giacciono sul piano galattico diversi, con il maggiore simile all'asse verticale. Tuttavia osservando la dispersione di gas e stelle lungo \hat{z} si nota che queste componenti formano una struttura con uno spessore di circa 2 kpc; si ha quindi che la galassia assomiglia ad un ovale piatto. Inoltre dallo studio della curva di rotazione si osserva che il gas è in supporto di rotazione, con una velocità dell'ordine dei 150 km/s, mentre le stelle non sono in rotazione; questo è verificato anche dal valore assunto dall'angolo θ di 9.78° , indice del fatto che la struttura non è del tutto a supporto rotazionale. I risultati riportati in questa analisi sono presentati nei grafici in figura 3.5.

Galassia D

Dal profilo di densità superficiale della galassia D (riportato in figura 3.6 assieme agli altri grafici a cui si fa riferimento per questa analisi) si osserva che essa, a differenza delle precedenti, non presenta una sovra densità nella zona centrale; tuttavia va anche notato che è quasi priva di gas. Questa galassia mostra una struttura a disco spesso: infatti i rapporti tra gli autovalori del tensore d'inerzia, pur essendo molto disturbati durante l'evoluzione, si

stabilizzano attorno ai valori:

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.07 : 1.61$$

Si ha perciò che le lunghezze degli assi che giacciono sul piano galattico sono quasi uguali, mentre il terzo asse non è significativamente diverso. Si osserva inoltre dagli istogrammi per la dispersione di stelle e gas che queste componenti sono centrate nel piano galattico ma hanno una dispersione superiore rispetto ai casi precedenti, soprattutto per quanto riguarda il gas. La struttura appare a supporto di rotazione, dal momento che l'angolo θ decresce in maniera costante fino ad assumere il valore di 1.66° al redshift $z=0$; inoltre la curva di rotazione risulta essere molto simile a quella di una galassia a spirale fino ai 7 kpc. Si osservi che il massimo della curva si ottiene a 5 kpc, mentre nei casi precedenti si aveva per distanze minori dal centro della galassia, e che la velocità corrispondente è dell'ordine dei 150 km/s.

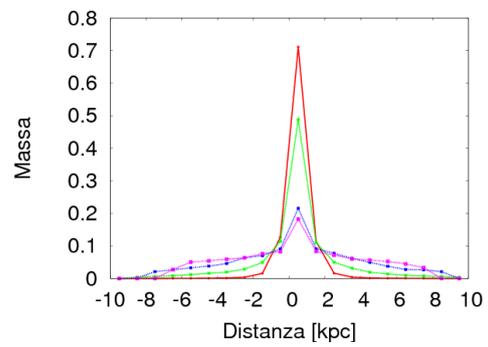
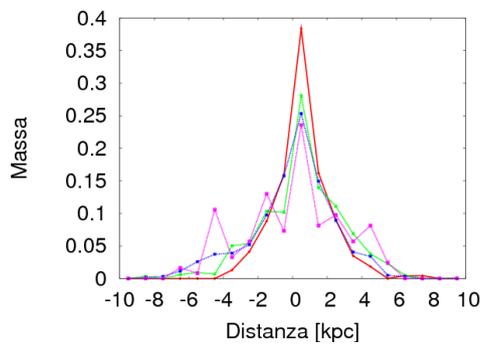
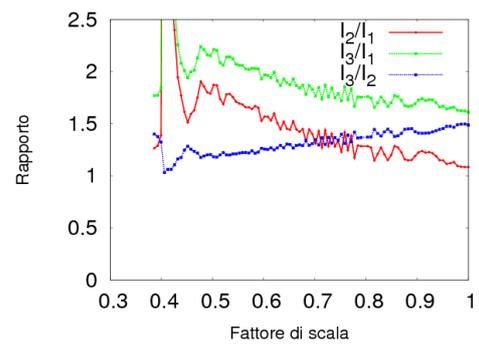
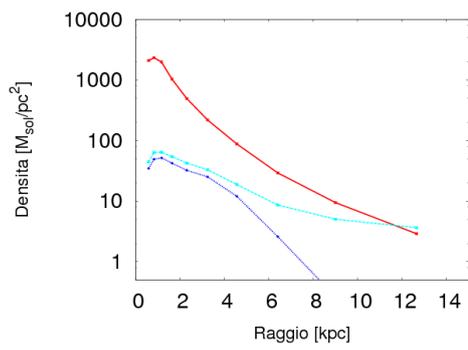
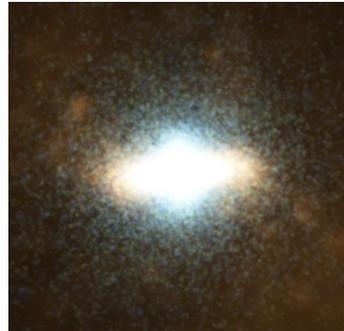
3.2.1 Il momento angolare barionico

Per analizzare la perdita di momento angolare specifico per stelle e gas nel modello implementato confrontiamo l'andamento di queste due quantità rispetto al momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale per le quattro galassie analizzate. Si nota subito che il momento per il gas è sempre maggiore rispetto al valore della componente stellare; questo è valido in generale. Inoltre, se si esclude la galassia D, entrambe queste quantità sono inferiori al valore corrispondente alla materia oscura; solo per la galassia C si ha un superamento per il gas oltre i 5 kpc dal centro della galassia, tuttavia a tale distanza la quantità di gas presente è scarsa, quindi poco rilevante. Per quanto riguarda la galassia D, invece, essa presenta la migliore conservazione di momento angolare specifico barionico, con il valore per stelle e gas che supera quello della materia oscura al raggio viriale rispettivamente a 4 kpc e 3 kpc dal centro della galassia.

3.2.2 Considerazioni sul modello MUPPI a soglia bassa

Dai risultati ottenuti si osserva che il modello MUPPI a soglia bassa tende a generare delle galassie con una struttura non a disco e in rotazione. Inoltre, dai profili di densità superficiale, si vede che la materia barionica tende a raggrupparsi nella zona più interna della galassia, creando una regione molto compatta; questo può essere interpretato come un effetto dell'elevata perdita di momento angolare, che porta la materia barionica ad addensarsi al centro

della buca di potenziale della materia oscura. Infatti questo fenomeno è più evidente nella componente stellare, per la quale si osserva che la perdita di momento angolare è maggiore. L'unica galassia che non sembra essere affetta da questo problema è la galassia D, per la quale si osserva anche una migliore conservazione di momento angolare; questo si riflette nella curva di velocità, che presenta il massimo a 5 kpc dal centro della galassia, mentre negli altri casi il massimo era a distanze minori.



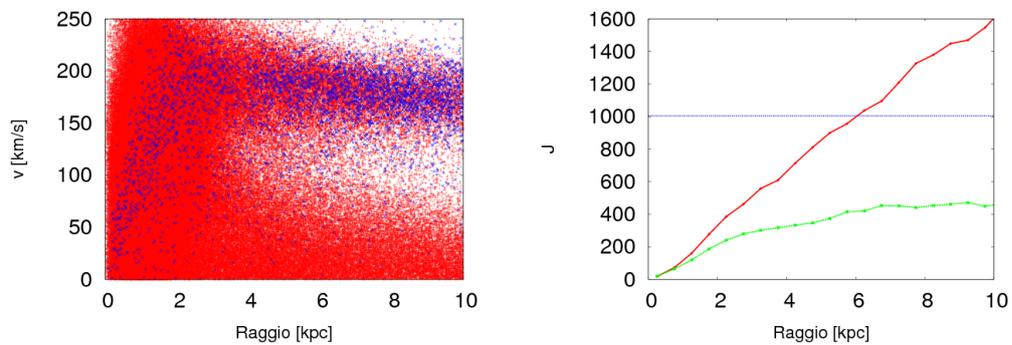


Figura 3.3: Risultati per la galassia A - modello MUPPI con soglia bassa. I grafici riportati nella pagine precedente ed in questa riportano, dall'alto in basso e da sinistra a destra: la galassia vista di faccia e di taglio; il profilo di densità superficiale per stelle e gas; l'evoluzione del rapporto tra gli autovalori del tensore d'inerzia; la dispersione lungo l'asse \hat{z} di gas e stelle; la curva di rotazione per gas e stelle ed il momento angolare delle componenti barioniche separate e della materia oscura al raggio viriale. Maggiori dettagli sono riportati nella sezione 3.1.

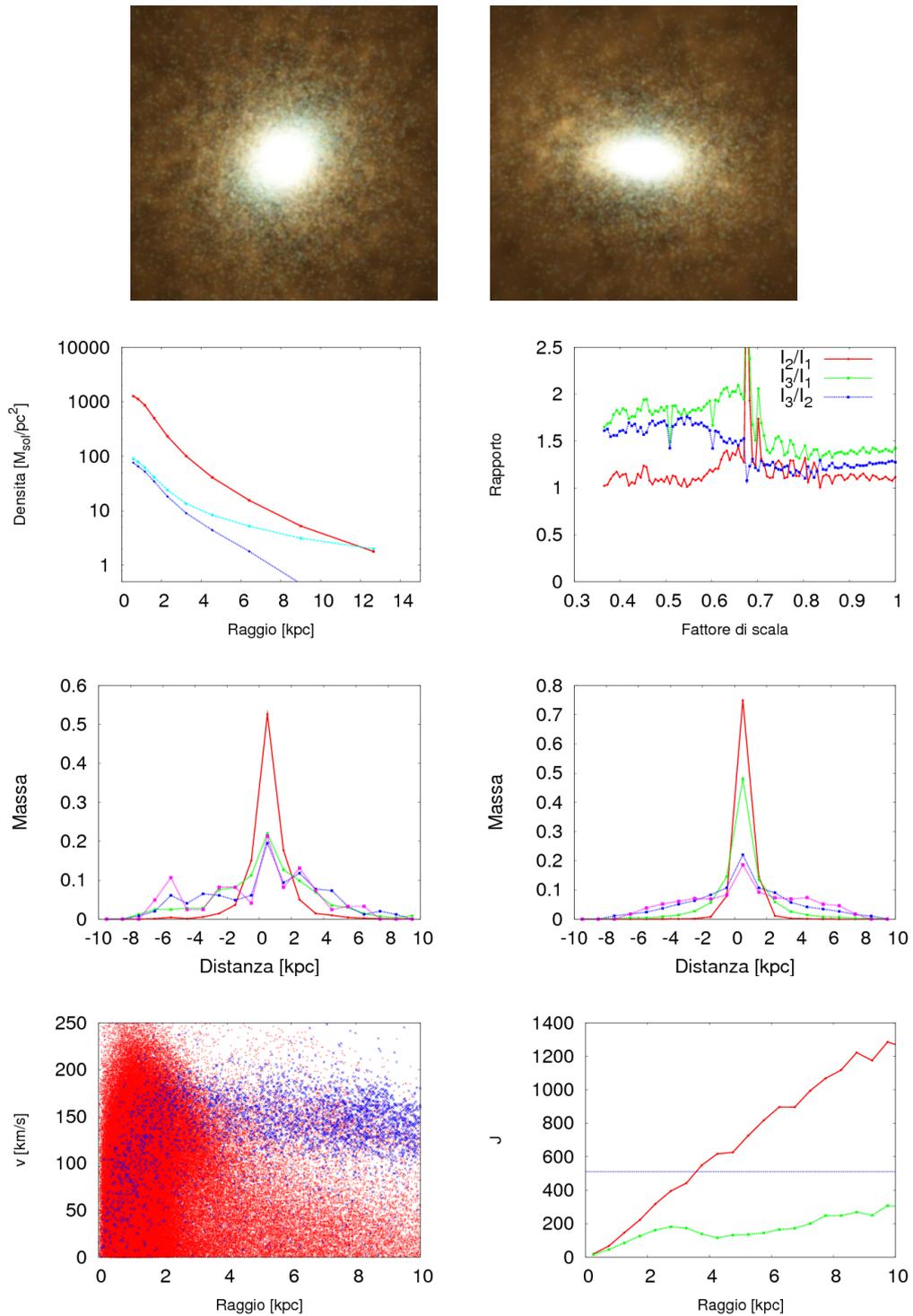


Figura 3.4: Risultati per la galassia B - modello MUPPI con soglia bassa. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

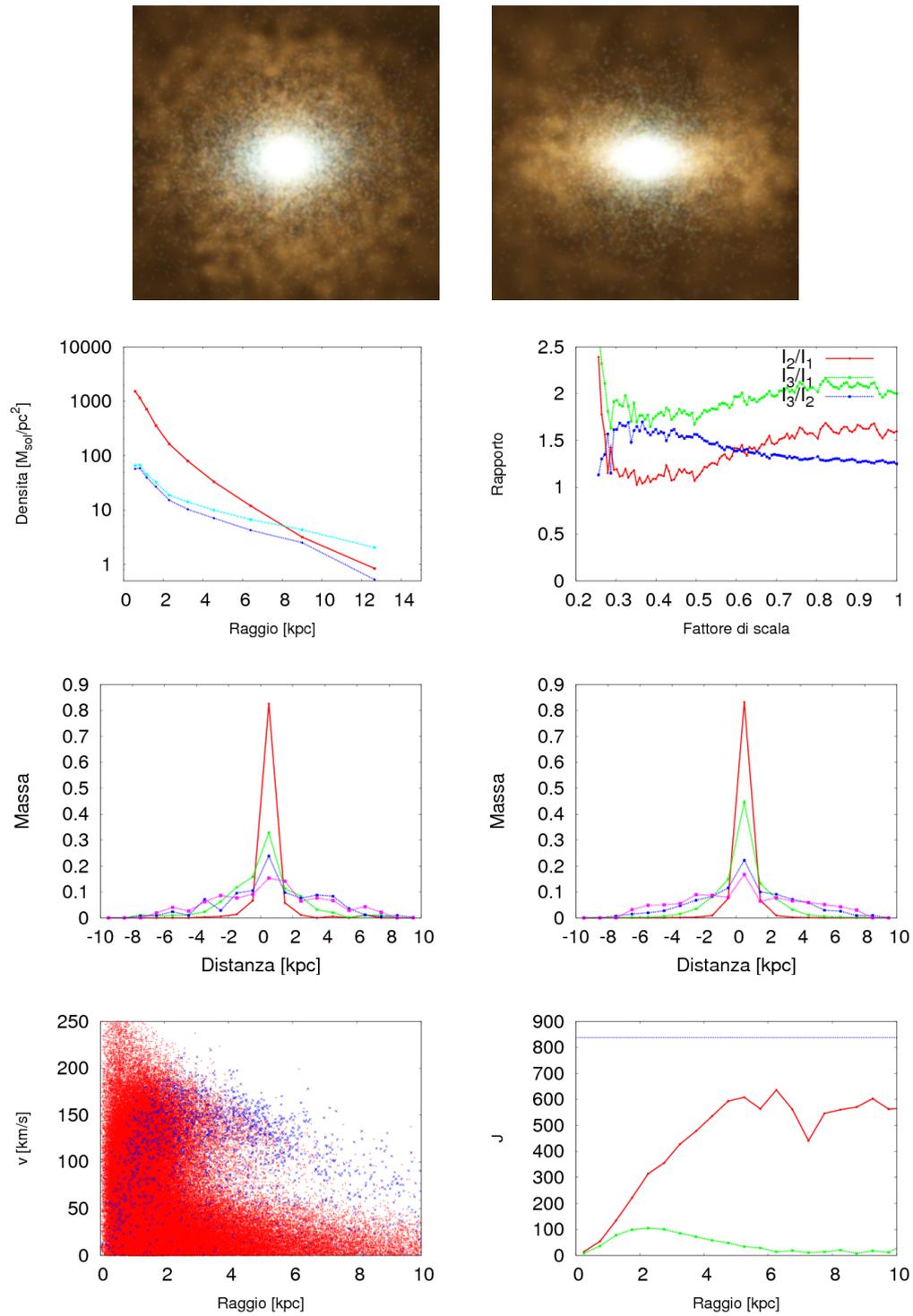


Figura 3.5: Risultati per la galassia C - modello MUPPI con soglia bassa. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

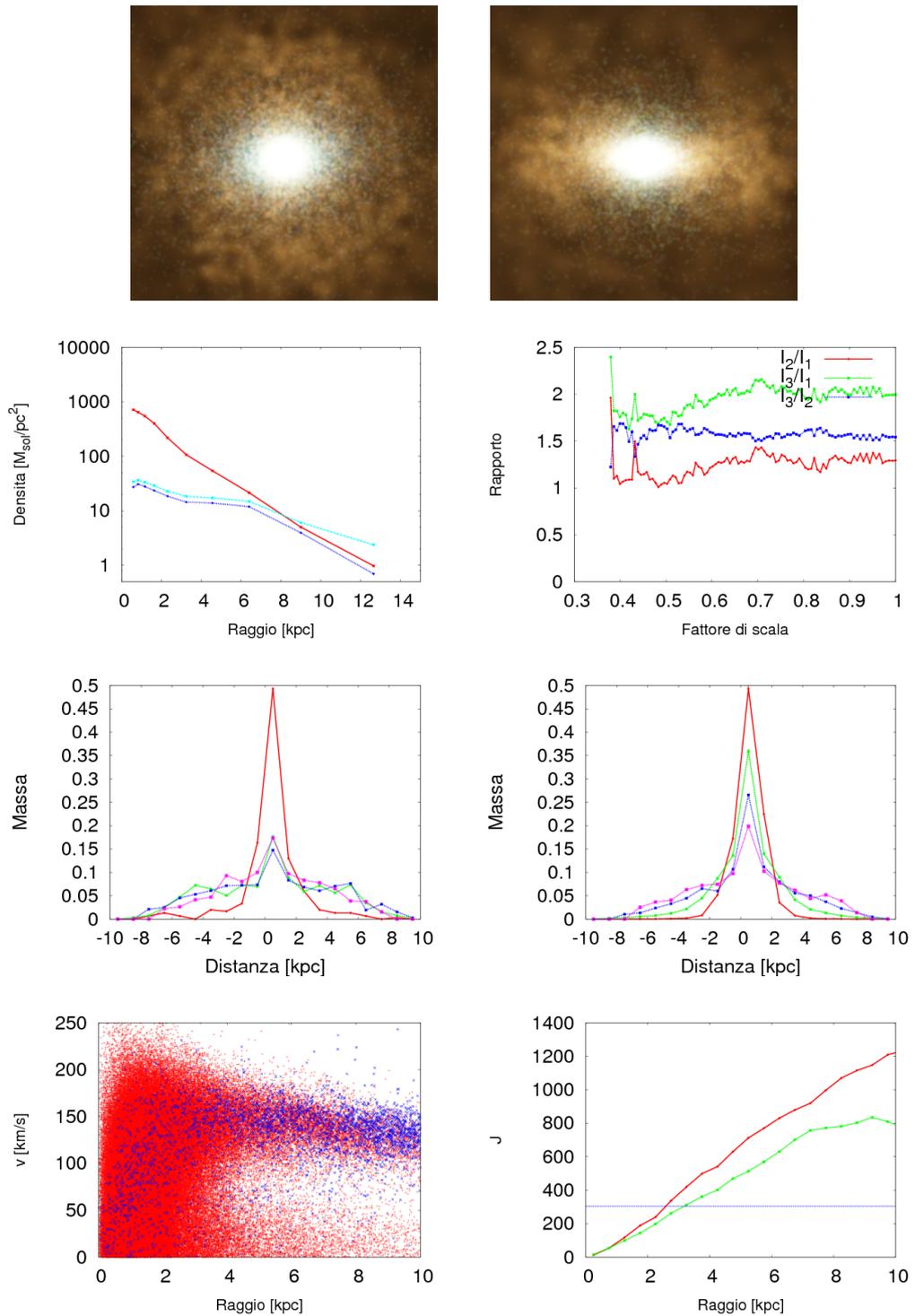


Figura 3.6: Risultati per la galassia D - modello MUPPI con soglia bassa. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

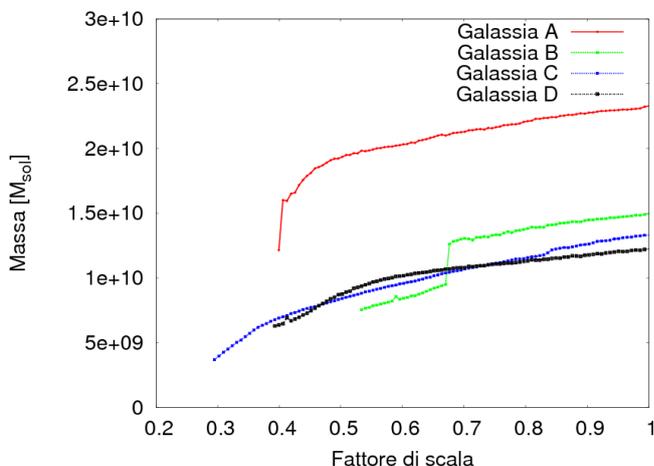


Figura 3.7: Evoluzione della massa stellare in unità di M_{\odot} per le galassie in analisi in funzione del fattore di scala nella simulazione che implementa MUPPI a soglia alta. La curva rossa rappresenta l'evoluzione per la galassia A; la curva verde per la galassia B; la curva nera per la galassia C ed infine la curva azzurra per la galassia D.

3.3 I risultati del modello MUPPI a soglia alta

Il modello MUPPI a soglia alta rappresenta lo stesso modello della sezione precedente con un valore di soglia di densità per l'entrata delle particelle di gas in multifase di $0.25 \text{ particelle/cm}^3$. Quali siano le conseguenze dell'aumento di questa quantità non sono facilmente prevedibili: infatti da una parte una soglia maggiore rende più selettiva l'eleggibilità di una particella del gas interstellare a particella multifase, il che comporta una formazione di stelle minore. Tuttavia, questo ha anche l'effetto di favorire la formazione di un disco freddo di gas, dal momento che un tasso di formazione stellare minore implica anche meno fenomeni di feedback; in questo modo però le particelle di gas che appartengono ad una struttura di questo tipo raggiungono più facilmente le condizioni per diventare multifase, perciò la formazione di questo disco favorisce la formazione stellare. Quale sia il peso di questi fenomeni contrastanti è al momento oggetto d'indagine.

Diversamente dalle simulazioni precedenti, in cui i profili di densità superficiale per le componenti barioniche seguivano lo stesso andamento per tutte e 4 le galassie, con il modello MUPPI a soglia alta si ottengono profili diversi per le varie galassie: si ha infatti che in tutti e 4 i casi le componenti

barioniche sono concentrate nella zona centrale e che l'andamento per le stelle è circa esponenziale, tuttavia il gas varia di volta in volta. Per la galassia A infatti il suo profilo di densità superficiale presenta un rigonfiamento attorno ai 6 kpc, per le galassie B e C è circa parallelo al profilo stellare fino a 5 kpc, mentre per la galassia D presenta un profilo piatto fino a 9 kpc. In figura 3.7 riportiamo l'andamento della massa per le galassie in esame.

Galassia A

La galassia A si presenta come una struttura non a disco; infatti dal tensore d'inerzia si ha

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.46 : 1.79$$

Da questi valori si deduce che gli assi che giacciono sul piano galattico hanno lunghezza diversa e che l'asse verticale ha lunghezza non trascurabile; ciò è confermato dagli istogrammi per la dispersione lungo \hat{z} di stelle e gas, che mostrano come entrambe le componenti abbiano una dispersione elevata lungo tutto il raggio della galassia. Inoltre, essa è a supporto di rotazione, con un angolo θ che vale 1.37° ed una curva di rotazione che rispecchia quelle delle galassie a spirale, con una velocità massima dell'ordine dei 200 km/s raggiunta a circa 2 kpc dal centro. Questi valori sono estratti dall'analisi riportata nei grafici 3.8.

Galassia B

Similmente al caso appena osservato, la galassia B risulta essere una struttura ovalizzata sul piano galattico e spessa rispetto all'asse \hat{z} ; lo studio del rapporto tra gli autovalori del tensore d'inerzia fornisce infatti dei valori molto simili a quelli ottenuti per la galassia A:

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.52 : 1.79$$

Osservando gli istogrammi della distribuzione di gas e stelle lungo l'asse verticale riportati assieme al resto dell'analisi in figura 3.9, si trova che la componente stellare mostra una struttura più stretta rispetto al caso precedente, mentre il gas è più disperso. Inoltre la galassia B presenta una curva di rotazione abbastanza dissimile da quella di un sistema a supporto rotazionale: infatti la velocità della componente stellare appare dispersa, mentre per il gas si ha una fase iniziale di crescita, che culmina nel massimo a circa 2 kpc, ma per distanze maggiori si ha un crollo della curva. Perciò la galassia non appare essere a supporto rotazionale, nonostante l'angolo θ valga 1.59° .

Galassia C

La galassia C (la cui analisi è riportata in figura 3.10) è disturbata nella sua evoluzione da una galassia che al redshift $z=0$ si trova a meno di 9 kpc fisici ed ha massa 10^{-4} volte la massa della galassia C. Dall'analisi del tensore d'inerzia si ottiene

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.53 : 1.82$$

Questi valori corrispondono ad una struttura con i due assi sul piano galattico di lunghezza differente ed il terzo asse significativamente inferiore a questi. Infatti dalla distribuzione di materia barionica lungo l'asse verticale si osserva che il gas è concentrato entro 3 kpc dal piano galattico lungo tutta la struttura, e similmente la quasi totalità delle stelle rimane entro 4 kpc. Inoltre la struttura non risulta essere a supporto rotazionale, dal momento che l'angolo θ vale 11.25° e che la curva di velocità non rispetta quella attesa per le galassie a spirale.

Galassia D

Diversamente da quanto avviene nelle galassie A; B; C per questa implementazione, la galassia D presenta un profilo di densità superficiale della componente gassosa che, pur partendo da un valore simile in corrispondenza del centro della galassia, si mantiene quasi piatto, il che indica che essa non è povera di gas. Inoltre, in questa implementazione, la galassia D presenta per gli autovalori del tensore d'inerzia:

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.27 : 1.76$$

Questi rapporti implicano che la struttura è ovalizzata e spessa. Ciò viene confermato dall'analisi della dispersione delle componenti barioniche lungo l'asse \hat{z} , da cui si osserva che sia la distribuzione delle stelle che del gas sono centrate sul piano galattico, ma entrambe sono molto larghe: già ad 1 kpc dal centro della galassia infatti il gas è distribuito lungo tutto l'asse verticale fino a 10 kpc, e le stelle fino a 5 kpc. Questa struttura tuttavia risulta essere in rotazione; infatti l'angolo θ vale 0.53° , e la curva di rotazione rispecchia quella attesa nelle galassie a spirale, con in punto massimo a circa 3 kpc dal centro della galassia, a cui corrisponde una velocità dell'ordine dei 150 km/s. I risultati di questa indagine sulla galassia D sono mostrati in figura 3.11.

3.3.1 Il momento angolare barionico

Dall'analisi della perdita di momento angolare per le componenti barioniche separatamente si ottiene che per tutte e quattro le galassie analizzate la

parte stellare presenta un momento angolare specifico inferiore a quello della materia oscura, mentre il gas lo raggiunge e lo supera nelle zone più esterne delle galassie, il che è poco significativo data la scarsità di questa componente a tali distanze da centro.

3.3.2 Considerazioni sul modello MUPPI a soglia alta

La simulazione che implementa il modello MUPPI a soglia alta presenta delle galassie per lo più ovalizzate nel piano galattico e con uno spessore maggiore sull'asse \hat{z} rispetto a quelle generate da MUPPI a soglia bassa. Inoltre, nel caso appena analizzato queste strutture risultano avere un supporto di rotazione più consistente. Tuttavia, anche in questo caso le galassie generate presentano una sovra densità di materia barionica nella zona centrale, fenomeno legato al problema della perdita del momento angolare.

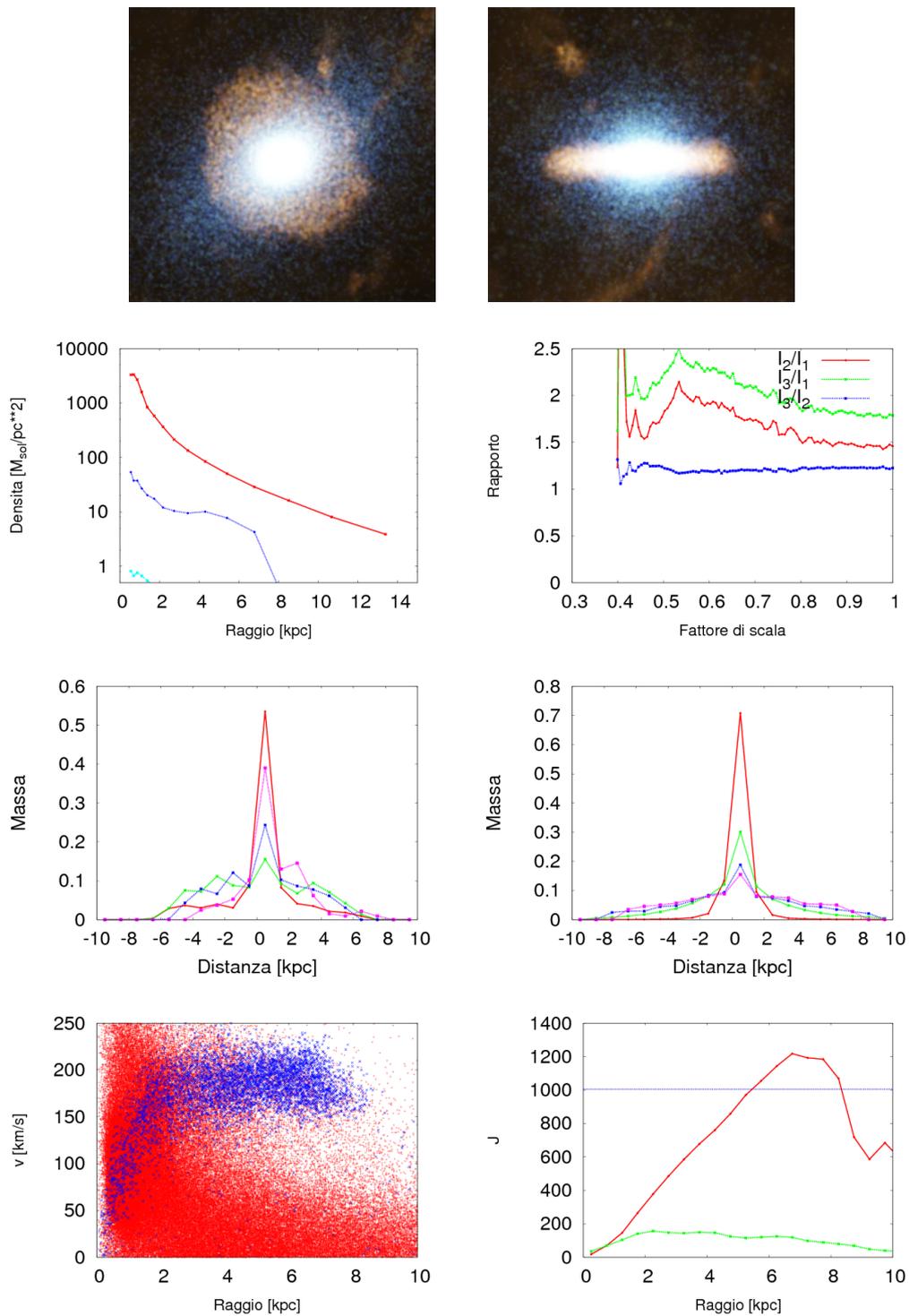


Figura 3.8: Risultati per la galassia A - modello MUPPI con soglia alta. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

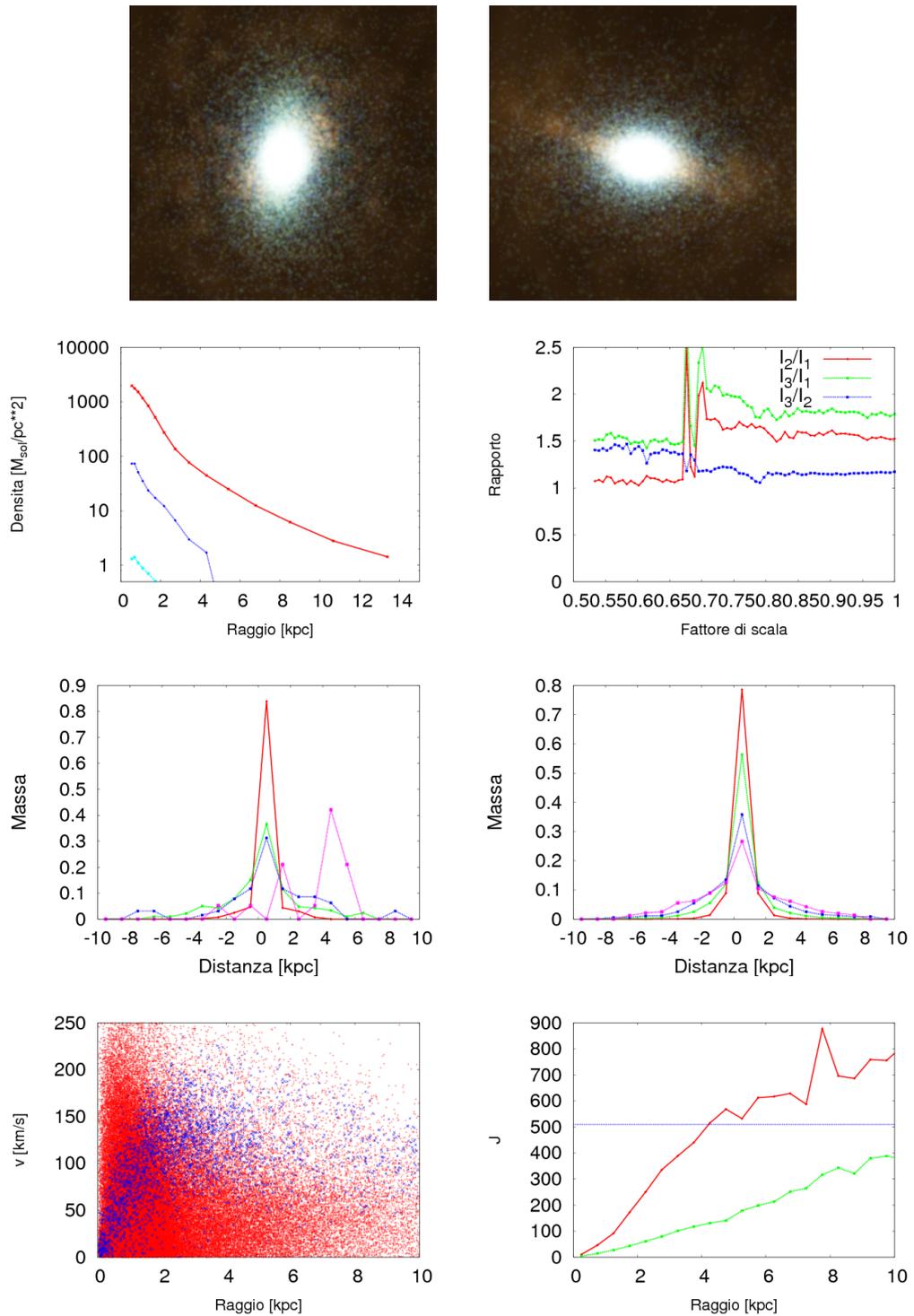


Figura 3.9: Risultati per la galassia B - modello MUPPI con soglia alta. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

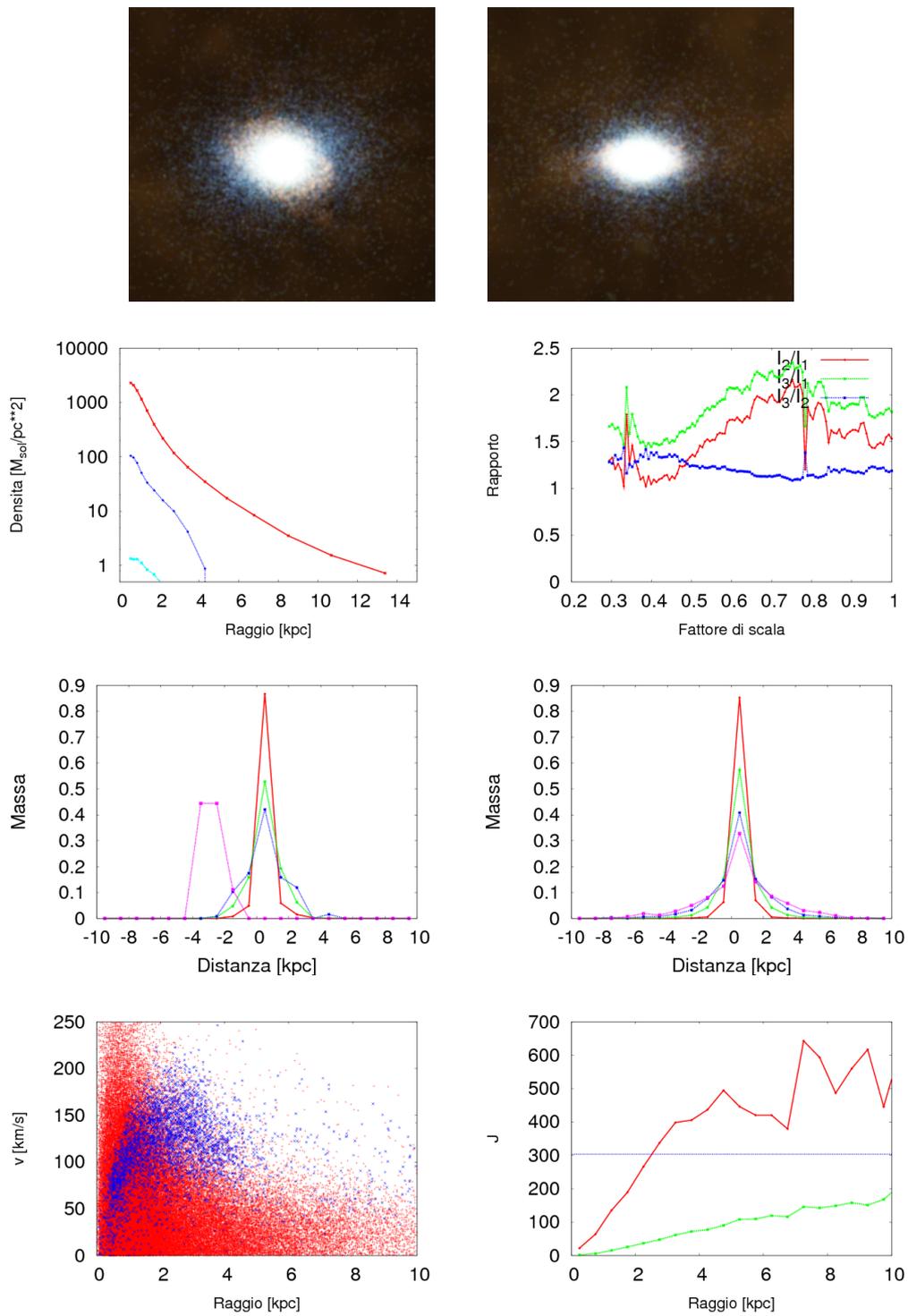


Figura 3.10: Risultati per la galassia C - modello MUPPI con soglia alta. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

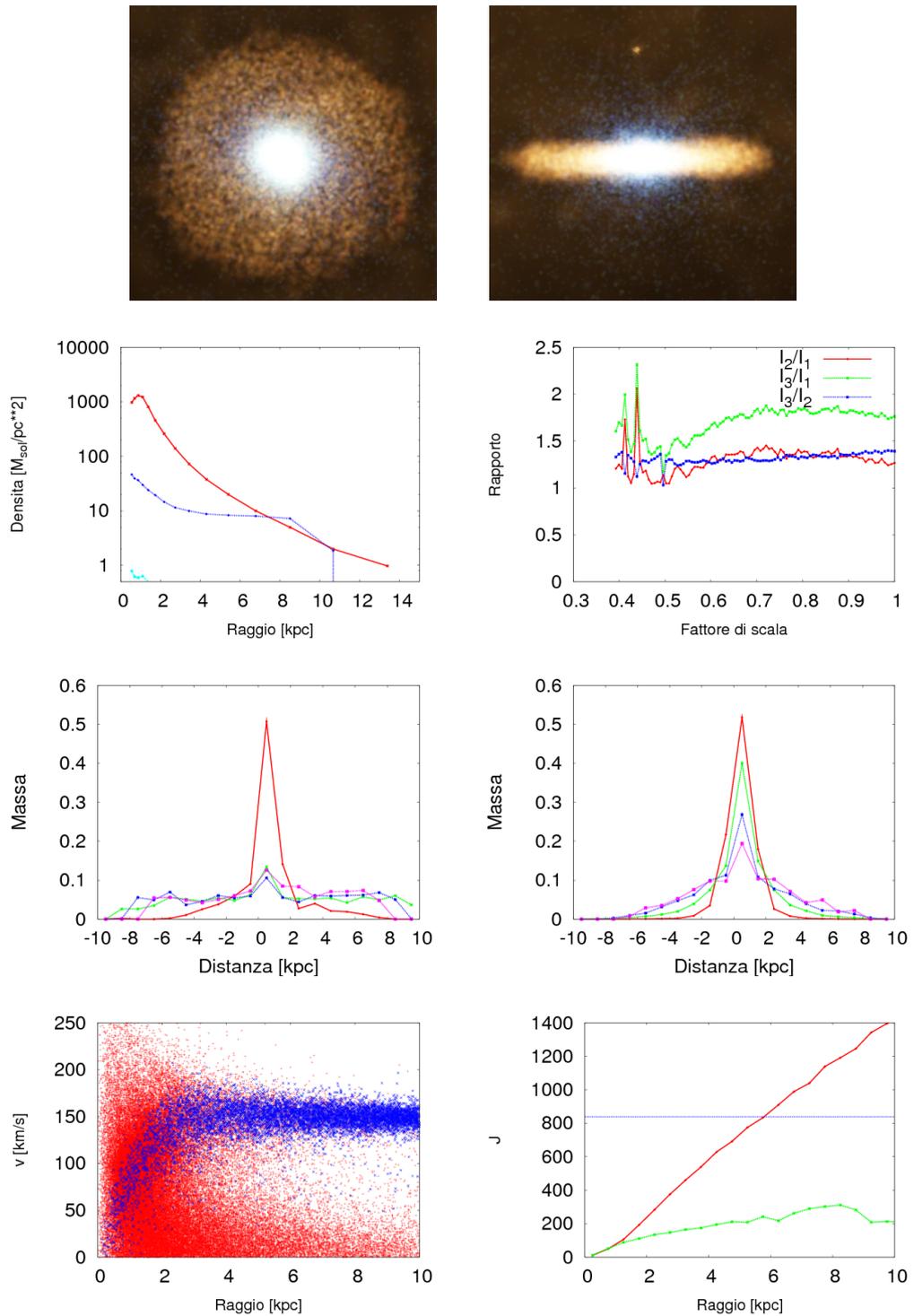


Figura 3.11: Risultati per la galassia D - modello MUPPI con soglia alta. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

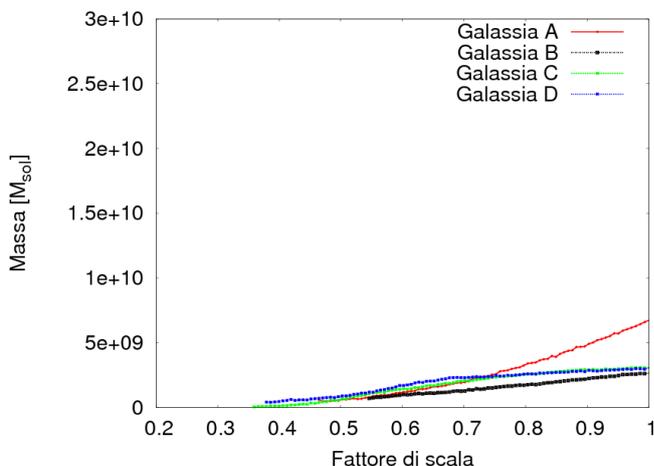


Figura 3.12: Evoluzione della massa stellare in unità di M_{\odot} per le galassie in analisi in funzione del fattore di scala nella simulazione che implementa MUPPI con feedback cinetico. La curva rossa rappresenta l'evoluzione per la galassia A; la curva nera per la galassia B; la curva verde per la galassia C ed infine la curva azzurra per la galassia D.

3.4 I risultati del modello MUPPI con feedback cinetico

Il modello MUPPI con feedback cinetico è un'implementazione di MUPPI che utilizza la soglia di densità bassa per l'entrata delle particelle di gas in multifase e che affianca al feedback termico, usato nei casi precedenti, un feedback di tipo cinetico: quando si ha l'esplosione di supernove l'energia generata viene distribuita tra la particelle che si trovano lungo il cammino di minima resistenza sotto forma sia di energia termica che di energia cinetica.

Osservando i valori delle masse per le galassie simulate tramite questo modello (vedi tabella 3.1), si nota che essi sono un ordine di grandezza minori rispetto a quelli ottenuti con le altre simulazioni; inoltre, in questo caso non si osserva merging per la galassia B. Questo risultato si può osservare anche dall'evoluzione della massa per le galassie in funzione del fattore di scala (vedi il grafico 3.12): infatti per la galassia B non si evidenzia un aumento della massa ed in generale il valore della massa è inferiore rispetto a quanto trovato precedentemente. I profili di densità appaiono quasi piatti sia per la componente stellare che per quella di gas, con la prima con pendenza leggermente superiore; inoltre hanno valori molto simili, il che rende le galassie dominate dal gas a partire da pochi kpc di distanza dal centro.

Galassia A

In questa implementazione la galassia A (la cui analisi è riportata nei grafici in figura 3.13) risulta avere una massa circa un quarto rispetto a quella che si ricava tramite gli altri modelli; inoltre, non presenta una struttura a disco dal momento che per gli autovalori del tensore d'inerzia si ottiene

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.27 : 1.40$$

Questi valori infatti descrivono ad una struttura che abbia i tre assi principali quasi equivalenti. Inoltre la dispersione di gas e stelle lungo \hat{z} mostra queste due componenti spalmate lungo tutto l'asse verticale anche in corrispondenza del centro della galassia; siamo quindi in presenza di una galassia in cui domina il bulge. Ciò è confermato anche dal fatto che essa non risulta essere a supporto rotazionale, dal momento che l'angolo θ vale 47.31° e che il grafico che riporta la velocità tangenziale delle particelle barioniche contro la loro distanza dal centro risulta accennare appena un andamento tipo curva di rotazione di una galassia a spirale.

Galassia B

La galassia B si presenta con una massa circa sei volte minore rispetto a quella ottenuta tramite le altre implementazioni; inoltre, non subisce l'evento di merging al redshift $z=0.49$ poiché non è presente la galassia più piccola che si fonde in essa. Similmente a quanto avviene per la galassia A, la galassia B si presenta come una struttura dominata dal bulge e non in rotazione; si ha infatti

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.22 : 1.29$$

Anche in questo caso quindi la lunghezza dei tre assi principali della galassia è quasi uguale. Ciò è confermato dalla dispersione di stelle e gas lungo l'asse \hat{z} ; risulta infatti che, nonostante la distribuzione sia centrata nel piano galattico, già in corrispondenza del centro della galassia le stelle possono arrivare a distare da esso 5 kpc ed il gas 8 kpc. Inoltre questa struttura non è in rotazione: infatti la curva di rotazione mostra una distribuzione delle velocità tangenziali in funzione delle distanza che appare random e l'angolo θ vale 41.94° . Questi risultati sono mostrati nei grafici in figura 3.14.

Galassia C

Anche in questo caso la galassia C generata da MUPPI con feedback cinetico presenta una massa inferiore a quella ottenuta tramite le altre implementazioni; è circa un quarto. Inoltre la galassia C, la cui analisi è riportata

per esteso in figura 3.15, si presenta come un sistema non in rotazione e caratterizzato dai tre assi principali di lunghezza quasi uguale:

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.21 : 1.36$$

A conferma di questa struttura, dalla dispersione di gas e stelle lungo l'asse verticale si ottiene che queste componenti risultano essere presenti lungo tutto l'asse \hat{z} indipendentemente dalla distanza dal centro della galassia. Inoltre, neppure la galassia C appare a supporto di rotazione, dal momento che l'angolo θ vale 14.84° e che la curva di rotazione non mostra alcun legame tra la velocità delle particelle e la distanza dal centro della galassia.

Galassia D

Similmente a quanto si è ricavato per le galassie A; B; C, anche la galassia D risulta essere dominata dal bulge, non in rotazione e con la massa circa un terzo del valore che si ottiene per la stessa galassia nelle altre implementazioni. Infatti la dispersione dei stelle e gas lungo \hat{z} mostra che entrambe queste componenti sono distribuite lungo tutto l'asse verticale, e dal tensore d'inerzia si ottiene

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.16 : 1.20$$

Inoltre, la curva di rotazione mostra una dipendenza della velocità tangenziale delle particelle barioniche dalla distanza dal centro della galassia molto lieve, e l'angolo θ vale 41.13° (vedi i grafici in figura 3.16).

3.4.1 Il momento angolare barionico

Il modello MUPPI con feedback cinetico presenta una perdita di momento angolare barionico maggiore rispetto a quella riscontrata nelle altre implementazioni di questo modello; infatti solo nel caso della componente di gas nella galassia C si ha che il momento angolare specifico raggiunge il valore che corrisponde alla materia oscura al raggio viriale. In particolare si osserva che la galassia D risulta essere quella per cui la perdita è maggiore: infatti il momento angolare del gas resta inferiore al 50 % di quello della materia oscura anche per distanze elevate dal centro della galassia, mentre per la componente stellare non si raggiunge neanche il 15 %.

3.4.2 Considerazioni sul modello MUPPI con feedback cinetico

L'introduzione di un feedback di tipo cinetico comporta la formazione di un vento galattico, che incide sulla struttura della galassie simulate: infatti

questo fenomeno favorisce l'espulsione di materia barionica dalle buche di potenziale di materia oscura. Se l'attrazione gravitazionale esercitata dalla materia è sufficiente a contrastare l'energia fornita dal feedback, parte di questa massa espulsa ritorna alla galassia generando un fenomeno chiamato fontana e la galassia che si crea risulta avere massa minore paragonabile a quella di galassie generate tramite modelli che non implementano questo feedback; se la buca di potenziale è piccola, invece, i venti galattici distruggono la galassia. Questo fenomeno permette di spiegare la mancanza del merging della galassia B al redshift $z=0.49$: infatti la galassia che doveva fondersi in essa non si è formata in questa implementazione, essendo distrutta dai venti galattici.

Le galassie generate tramite questa implementazione di MUPPI hanno molte caratteristiche in comune tra loro, indipendentemente dalla storia di merging di ciascuna: infatti sono tutte strutture non in rotazione con i tre assi principali quasi equivalenti, dominate dal gas da una certa distanza in poi e con un profilo di densità superficiale sia per il gas che per le stelle che presenta una pendenza lieve, il che implica che queste galassie abbiano raggio a metà massa superiore a quello ottenuto nelle implementazioni precedenti. Inoltre i profili di densità non mostrano la presenza di strutture di materia barionica condensate al centro, come avveniva nei casi analizzati precedentemente; questo è indice del fatto che questo modello permette di risolvere, almeno in questo caso, il problema della caduta eccessiva della materia barionica nella buca di potenziale della materia oscura causata dalla perdita di momento angolare. Tuttavia in questo modello la perdita di momento angolare è elevata; questo fenomeno viene quindi evitato tramite l'implementazione di un feedback che appare in grado di contrastarlo.

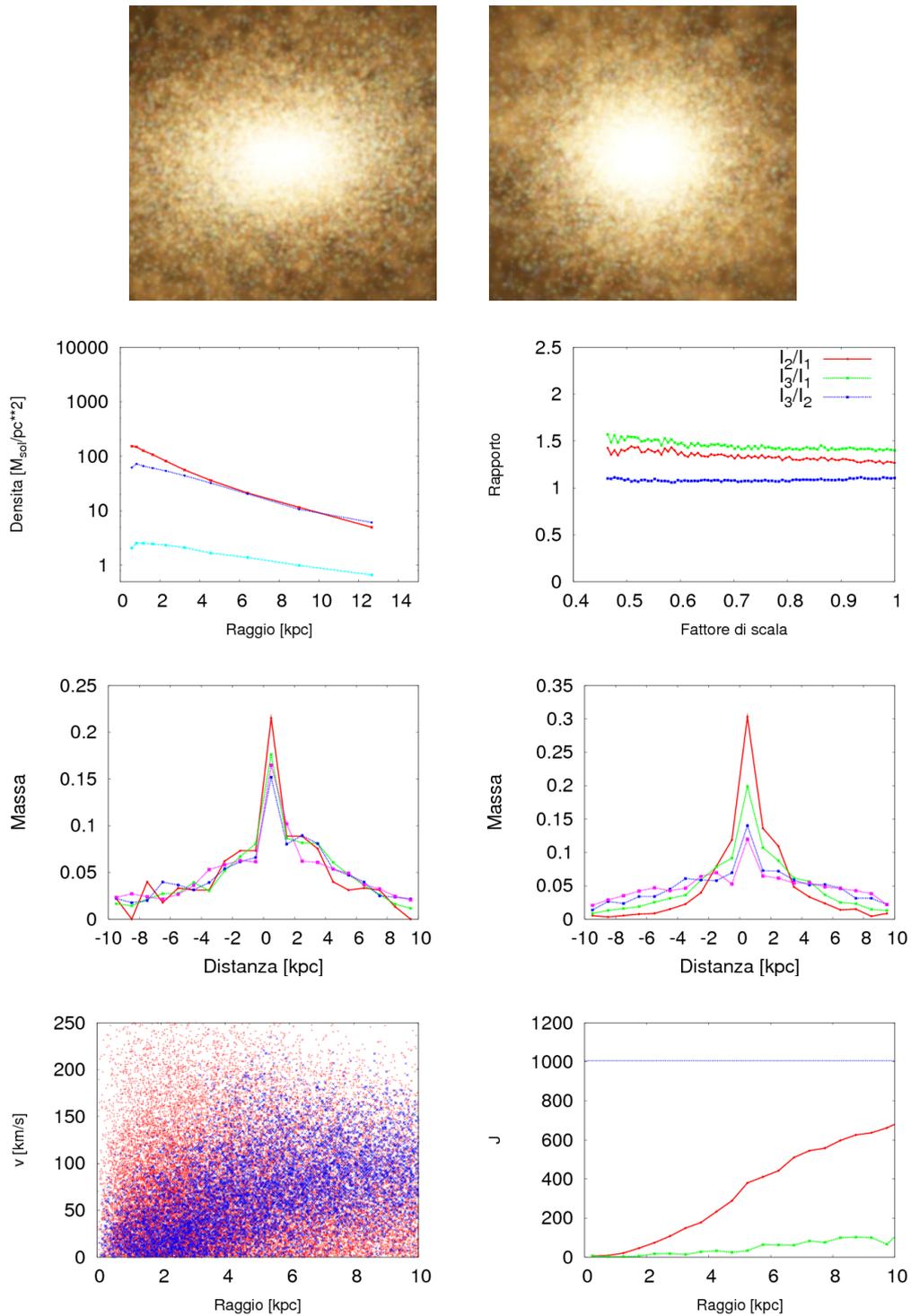


Figura 3.13: Galassia A - modello MUPPI con feedback cinetico. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

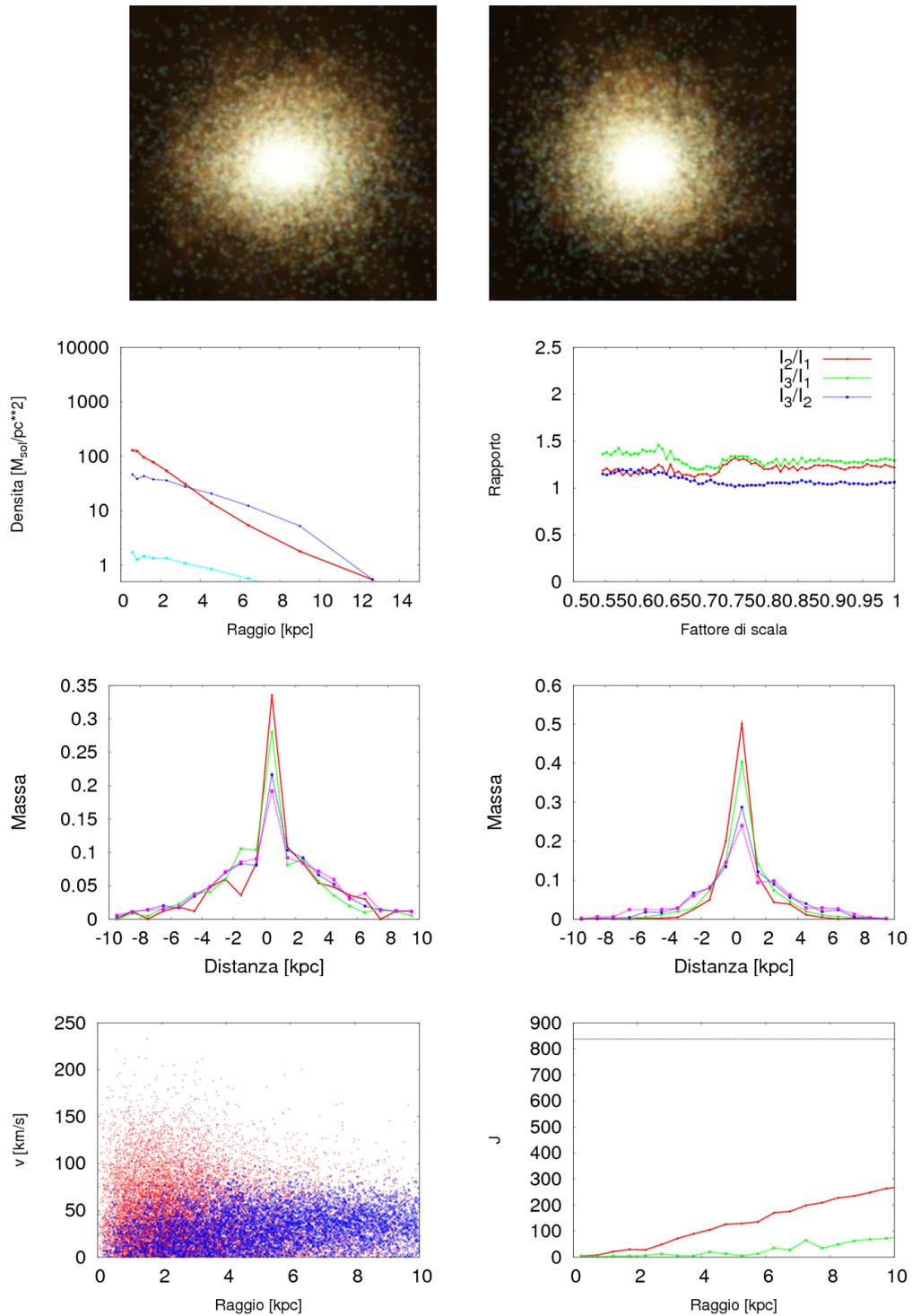


Figura 3.14: Galassia B - modello MUPPI con feedback cinetico. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

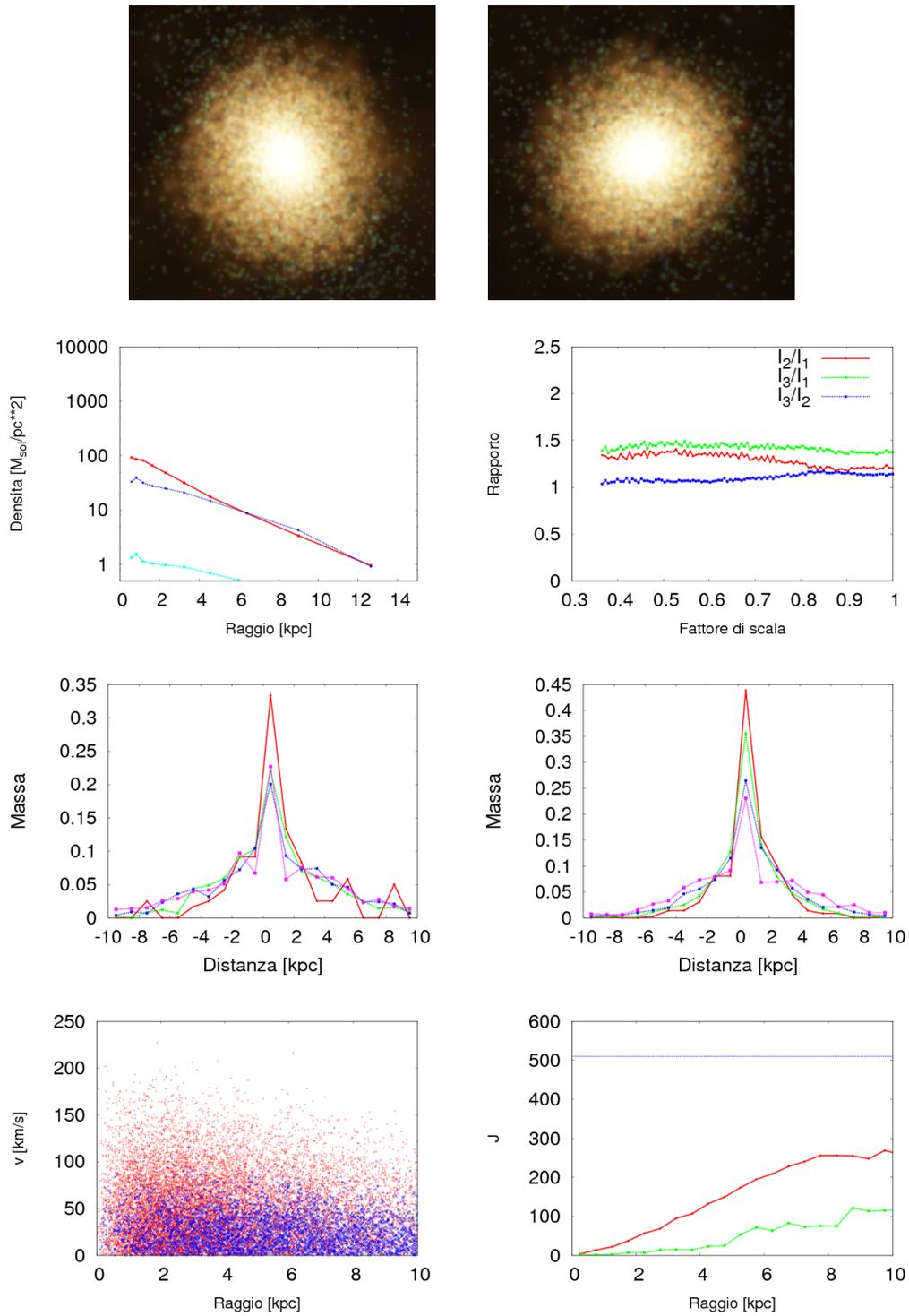


Figura 3.15: Galassia C - modello MUPPI con feedback cinetico. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

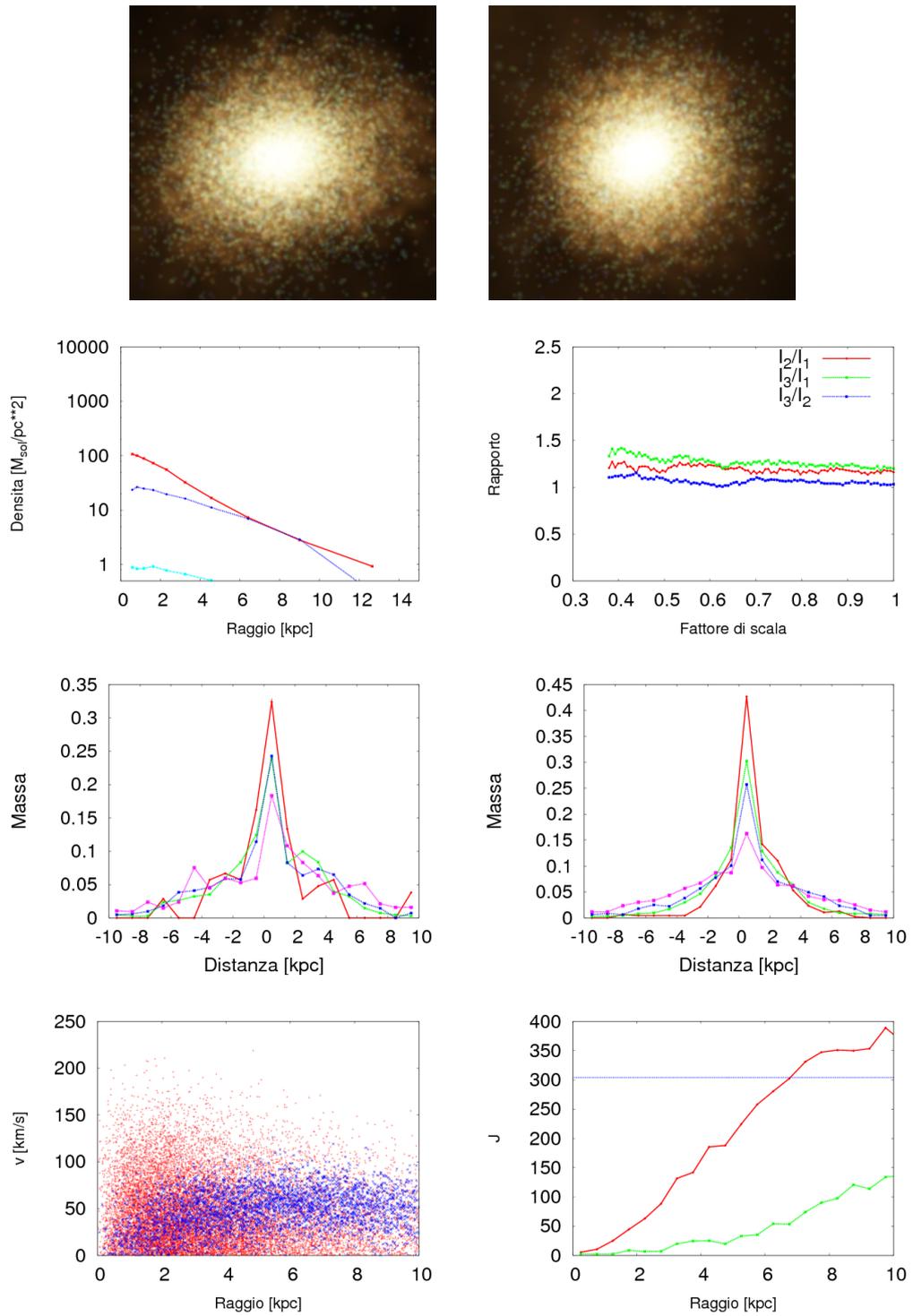


Figura 3.16: Galassia D - modello MUPPI con feedback cinetico. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

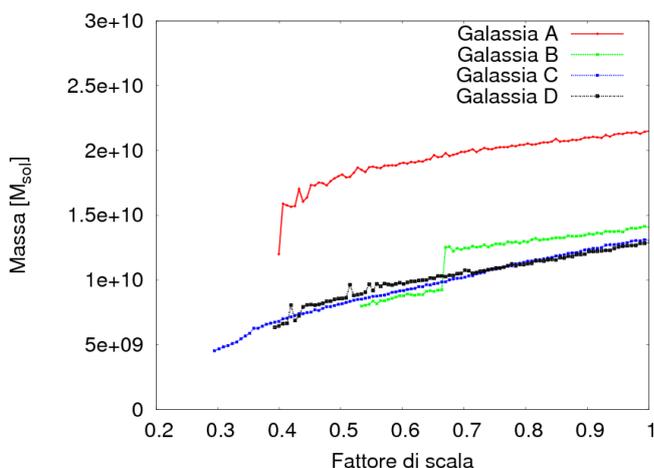


Figura 3.17: Evoluzione della massa stellare in unità di M_{\odot} per le galassie in analisi in funzione del fattore di scala nella simulazione che implementa il modello efficace. La curva rossa rappresenta l'evoluzione per la galassia A; la curva verde per la galassia B; la curva azzurra per la galassia C ed infine la curva nera per la galassia D.

3.5 I risultati del modello efficace

Il modello efficace, descritto in dettaglio nel capitolo precedente, permette di descrivere fenomeni quali il raffreddamento radiativo ed il riscaldamento del gas interstellare, la crescita delle nubi fredde immerse in un ambiente caldo, la formazione stellare che si verifica in queste nubi, il feedback termico dalle supernove e la conseguente evaporazione delle nubi. L'elemento chiave di questa implementazione è l'utilizzo di un sistema multifase per rappresentare il gas, come in MUPPI; questo permette di studiare il flusso di massa ed energia fra le diverse fasi, tuttavia, diversamente da quanto avviene nel modello analizzato nelle sezioni precedenti, il modello efficace ipotizza che questi flussi avvengano in situazione di equilibrio, assumendo che la temperatura ed il volume occupato dalla fase calda e fredda siano costanti.

Questo modello genera delle galassie con profili di densità superficiale simili tra loro: infatti in tutti e quattro i casi analizzati la componente stellare segue un profilo che assomiglia a quello esponenziale tranne nella parte centrale in cui c'è un rigonfiamento che corrisponde ad una sovra densità di stelle, mentre si osserva che tutte e quattro le galassie sono povere di gas, e quello presente segue un profilo tutt'altro che esponenziale.

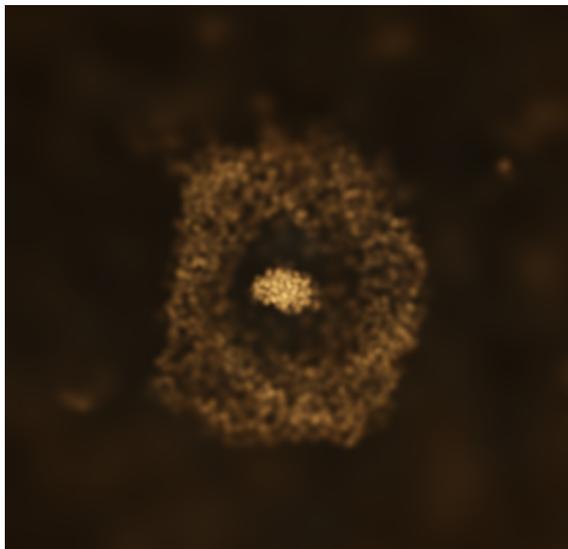


Figura 3.18: Distribuzione delle particelle di gas sul piano galattico. L'immagine è ottenuta tramite il codice splotch; il lato vale 17 kpc fisici. Si noti la presenza di una struttura densa in corrispondenza del centro della galassia, circondata da una regione vuota.

Galassia A

Dai profili di densità superficiale della galassia A (riportati in figura 3.19 assieme ai grafici per l'analisi di questa galassia) si osserva che il gas sembra distribuito al centro e in una zona più periferica, lasciando tra queste due regioni un vuoto; la galassia appare come una struttura a ciambella (vedi 3.18, distribuzione delle particelle di gas sul piano galattico). Questo si evidenzia anche dallo studio della dispersione di questa componente lungo \hat{z} ; infatti lungo tutto il piano galattico è distribuito entro 4 kpc, ma a partire da 2 kpc dal centro della galassia questa distribuzione mostra la presenza di due picchi situati a -4 kpc e 5 kpc dal piano galattico. Per quanto riguarda la componente stellare l'analisi della sua dispersione lungo \hat{z} evidenzia la presenza di una struttura che giace sul piano galattico con uno spessore di circa 1 kpc in prossimità del centro della galassia e che aumenta fino a 2 kpc nelle parti periferiche della galassia. Questo comportamento singolare trova riscontro negli autovalori del tensore d'inerzia:

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.69 : 2.02$$

Questi rapporti non corrispondono a quelli attesi per una struttura a disco, in accordo con quanto si è dedotto dai profili di densità e dalla dispersione lungo

\hat{z} della materia barionica. La presenza di una regione priva di gas all'interno della galassia si evidenzia anche nella curva di rotazione, che mostra un vuoto di queste particelle tra 1 kpc e 4 kpc dal centro della galassia. La struttura non appare essere in rotazione; una conferma di questo viene dall'angolo θ , che vale 15.13° .

Galassia B

Similmente al caso appena analizzato, anche la galassia B, la cui analisi è riportata per esteso in figura 3.20, mostra una zona con una sotto densità di gas all'interno della struttura, ad una distanza di circa 2 kpc dal centro. Dal tensore di inerzia si deduce

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.36 : 1.60$$

Questi valori indicano che la galassia risulta essere una struttura ovalizzata e spessa. Una conferma di ciò viene dallo studio della distribuzione di stelle lungo l'asse \hat{z} da cui si ottiene che, come per la galassia A, queste sono disposte entro 1 kpc dal piano galattico fino a circa 3.5 kpc dal centro della galassia. La stessa analisi compiuta per il gas mostra invece che questa componente si sparpaglia già a partire da 1 kpc dal centro, mostrando la presenza di due picchi laterali a -3 kpc e 3 kpc dal piano galattico; Inoltre la galassia non sembra essere a supporto di rotazione: infatti la curva di rotazione del gas raggiunge il massimo che vale circa 170 km/s a 5 kpc dal centro, ma per distanze superiori il profilo, invece di mantenersi costante, ha un decadimento. Per quanto riguarda la componente stellare, non sembra esservi relazione tra le velocità delle particelle stella e la loro distanza dal centro. Questo è in accordo con il valore dell'angolo θ di 3.78° , che è sufficientemente grande da giustificare il fatto che solo una parte della galassia sia a supporto di rotazione (il gas della zona centrale).

Galassia C

In figura 3.21 riportiamo i grafici relativi alla galassia C, che risulta essere a 92 kpc fisici da un'altra galassia di massa 0.09 volte la massa della galassia C. Ciò comporta delle perturbazioni nel suo potenziale, che si riflettono sulla formazione del disco e quindi nei parametri che andiamo a studiare; infatti analizzando il tensore d'inerzia si evidenzia subito che i semiassi della struttura non sono quelli tipici di un disco:

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.31 : 1.43$$

La dispersione del gas lungo \hat{z} è in accordo con questa struttura, mentre per la componente stellare si ottiene un risultato simile a quello di un disco: infatti le stelle risultano essere distribuite a meno di 2 kpc dal piano galattico in corrispondenza del centro, per poi allontanarsene fino a 4 kpc nelle regioni periferiche. La galassia appare essere parzialmente in rotazione, con un angolo θ che vale 7.47° ed una curva di velocità che rispetta quella di una struttura a supporto di rotazione solo per la componente gas entro 3 kpc dal centro.

Galassia D

La galassia D è quella con le caratteristiche più simili ad una galassia a spirale tra quelle risultanti da questa implementazione: infatti per i rapporti tra gli autovalori del tensore d'inerzia si trova

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.16 : 1.64$$

Questi valori corrispondono ad avere i due assi che giacciono sul piano galattico quasi uguali tra loro e maggiori, anche se di poco, a quello verticale; la galassia ha quindi la forma di un disco spesso. Infatti la dispersione delle stelle lungo l'asse \hat{z} mostra che questa componente si distribuisce a non più di 2 kpc dal piano galattico fino a 4 kpc dal centro, mentre il gas forma una sorta di disco solo fino a 1 kpc dal centro galattico; tuttavia dal profilo di densità si vede che questa galassia è povera di gas, quindi come questa componente sia distribuita influisce poco sulla sua struttura.

Infine, la galassia D appare essere l'unica tra quelle analizzate per questo modello in rotazione: infatti si ricava che θ vale 0.48° e si è in grado di costruire una curva di velocità che ricalca quella di una struttura a supporto di rotazione, con velocità massima di 150 km/s circa raggiunta a 4 kpc dal centro della galassia. I grafici relativi all'analisi di questa galassia si trovano in figura 3.22.

3.5.1 Il momento angolare barionico

Il modello efficace appare conservare il momento angolare specifico del gas meglio rispetto ai modelli implementati precedentemente: infatti per tutte e quattro le galassie si ha che questa quantità raggiunge e supera il valore assunto dalla materia oscura al raggio barionico. Tuttavia, ricordiamo che la componente gassosa è presente con una densità circa un ordine di grandezza inferiore rispetto alla componente stellare, perciò è la conservazione del momento angolare di questa ultima ad incidere maggiormente. Per le stelle si

nota che le galassie A; B; C presentano una perdita del momento angolare specifico notevole, soprattutto nella regione più interna; nella galassia D si assiste invece ad una buona conservazione, il che sembra essere correlato col fatto che è l'unica struttura a supporto rotazionale tra quelle analizzate.

3.5.2 Considerazioni sul modello efficace

Le galassie generate tramite il modello efficace, ad eccezione della galassia D, risultano essere non a supporto di rotazione, il che incide sulla perdita di momento angolare barionico specifico. A sua volta questo fenomeno contribuisce a generare dei blocchi compatti di gas e stelle in corrispondenza del centro della galassia, come appare evidente nel caso delle galassie A e B; queste strutture hanno lunghezza tipica dell'ordine del softening della simulazione, perciò sono legate ad effetti numerici spuri, non sono strutture fisiche. Inoltre si è osservato come in presenza di questa sovra densità di barioni nella parte centrale della galassia, la distribuzione di gas lungo l'asse \hat{z} evidenzia due picchi laterali; questo può essere interpretato come un effetto generato da uno shock tra gas riscaldato dal feedback e gas freddo non appartenente alla galassia, tuttavia non è chiaro se siamo in presenza di un fenomeno fisico che viene risolto male col softening della simulazione oppure se è un effetto numerico spurio; sono quindi necessarie ulteriori indagini, in particolare sarebbe interessante osservare se questo effetto si verifica anche a risoluzione spaziale maggiore.

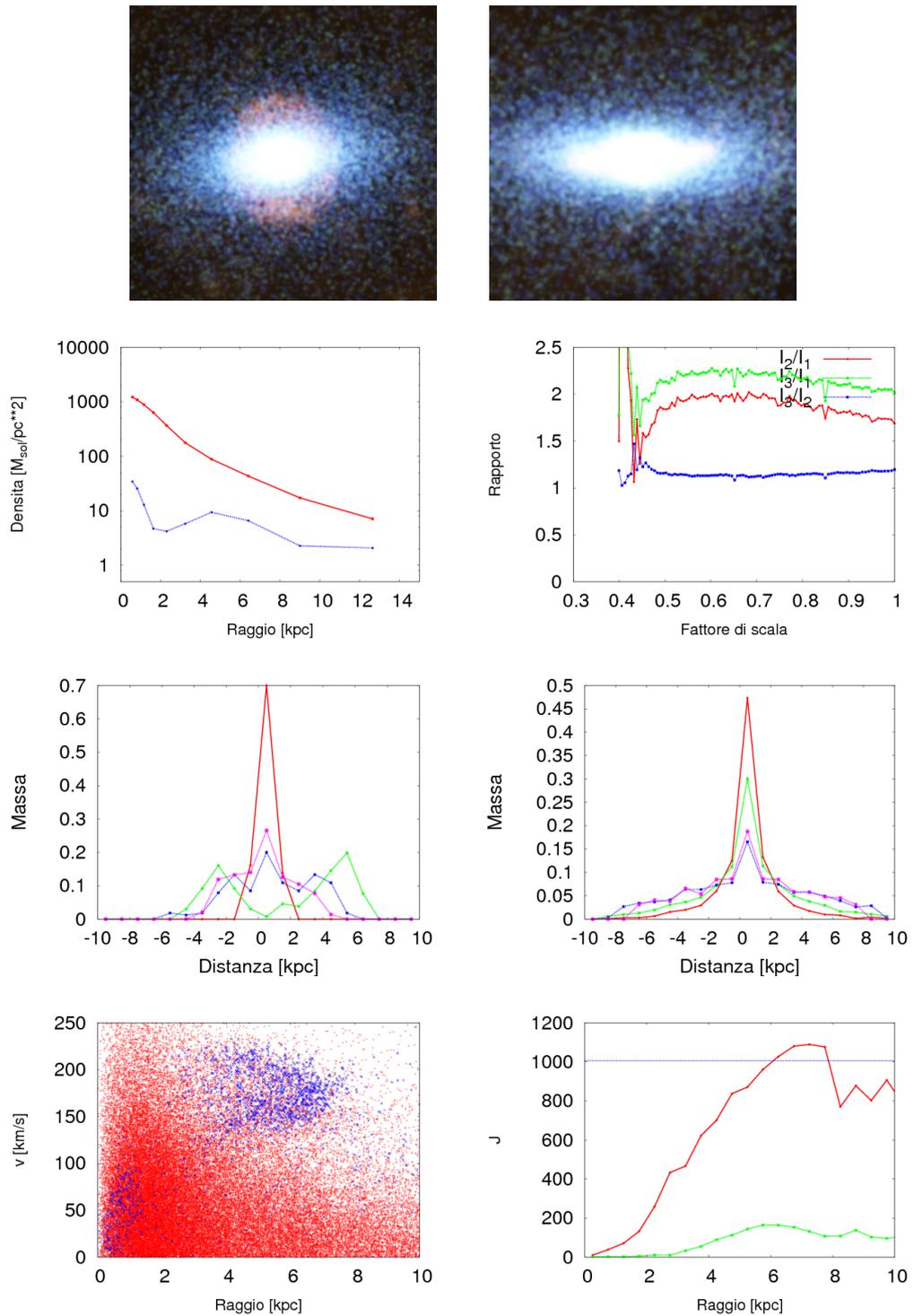


Figura 3.19: Risultati per la galassia A - modello efficace. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

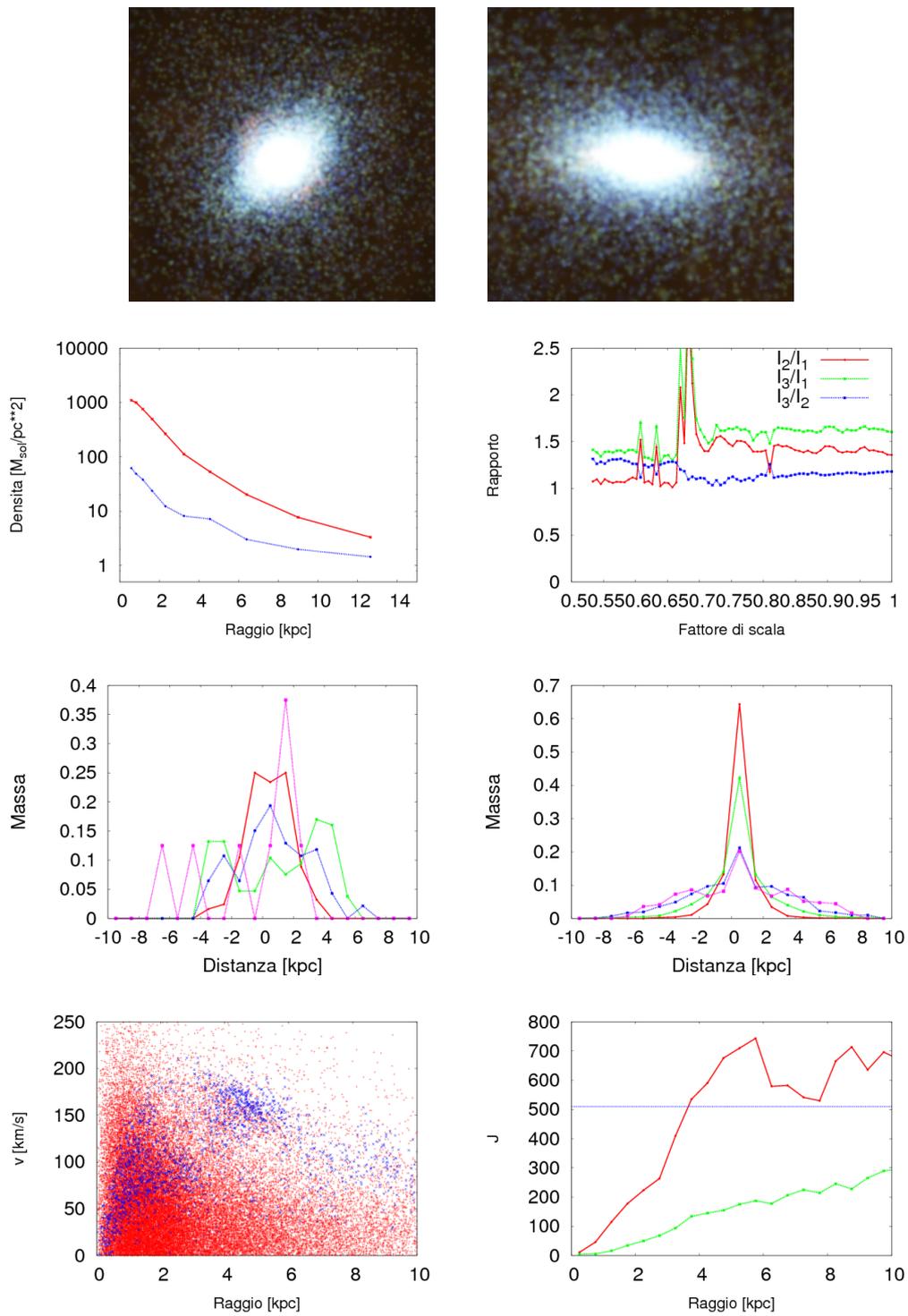


Figura 3.20: Risultati per la galassia B - modello efficace. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

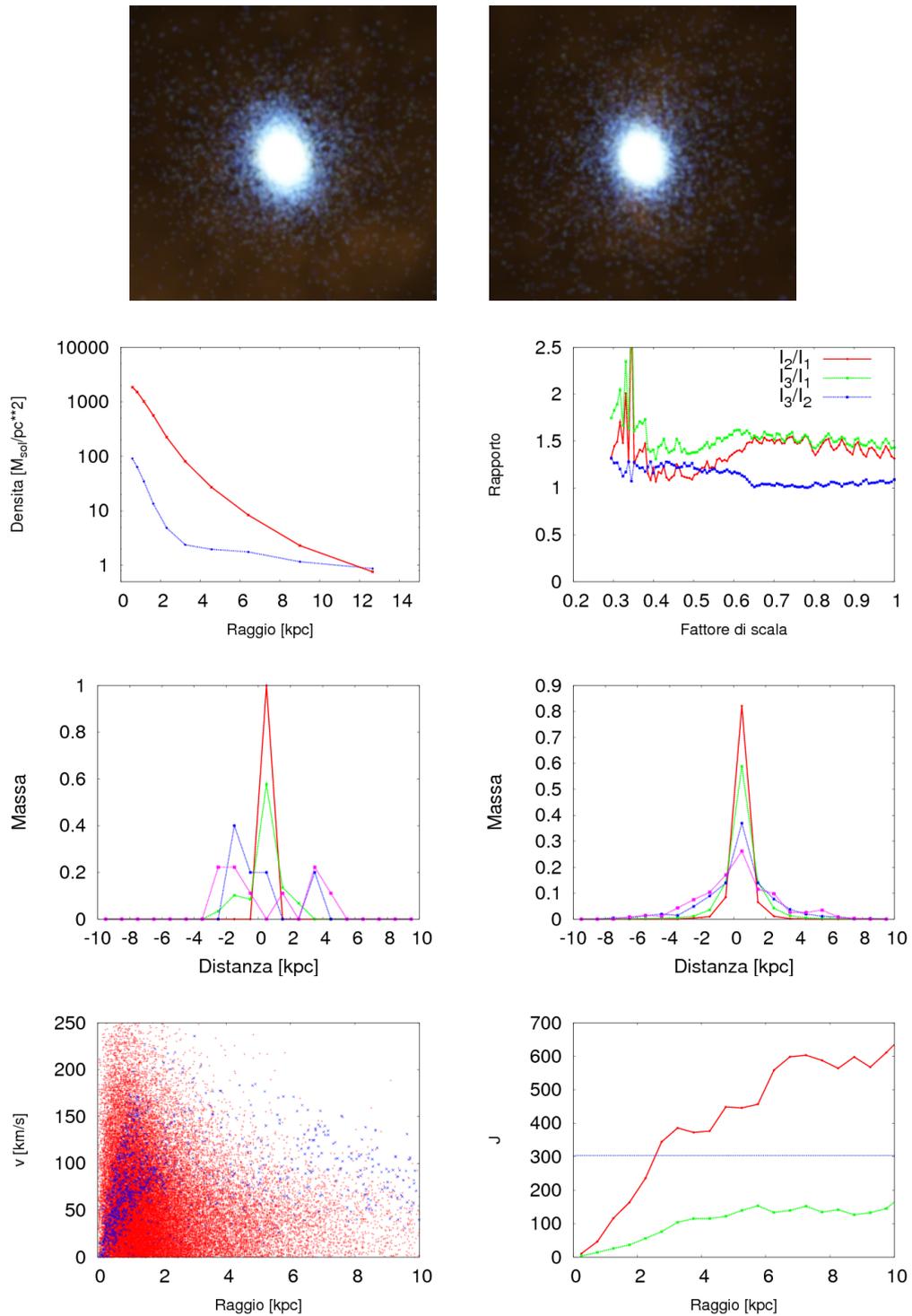


Figura 3.21: Risultati per la galassia C - modello efficace. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

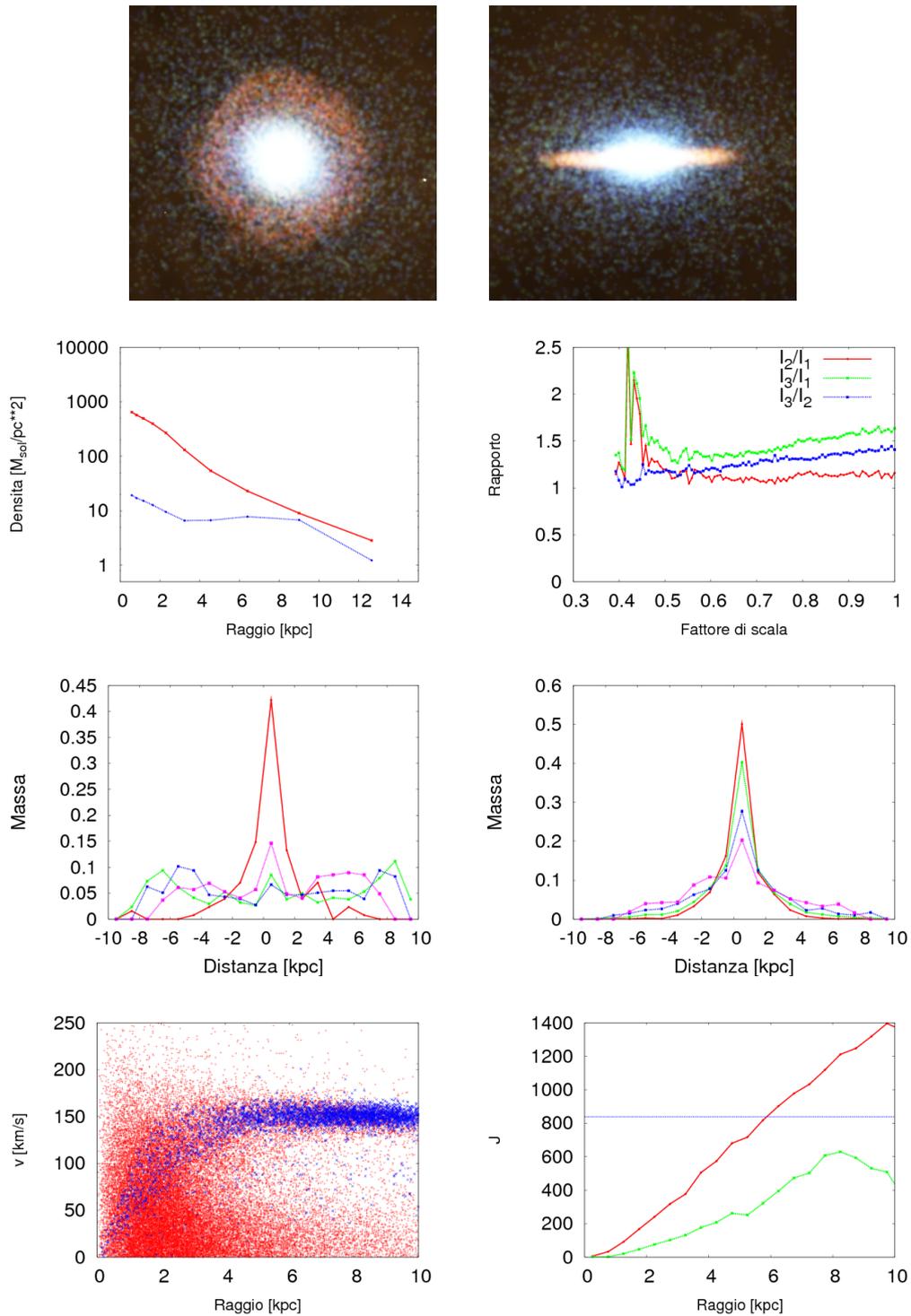


Figura 3.22: Risultati per la galassia D - modello efficace. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

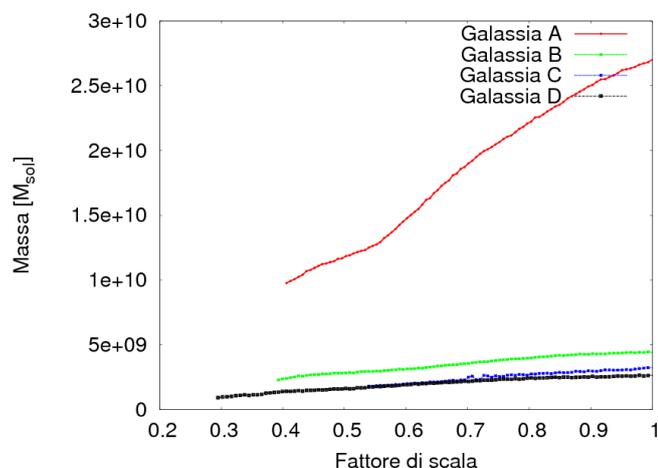


Figura 3.23: Evoluzione della massa stellare in unità di M_{\odot} per le galassie in analisi in funzione del fattore di scala nella simulazione che implementa il modello efficace coi venti galattici. La curva rossa rappresenta l'evoluzione per la galassia A; la curva verde per la galassia B; la curva azzurra per la galassia C ed infine la curva nera per la galassia D.

3.6 I risultati del modello efficace coi venti galattici

Il modello efficace coi venti galattici rappresenta una variante del modello precedente in cui, per risolvere almeno parzialmente il problema dell'overcooling, vengono introdotti nella simulazione i venti galattici, cioè i venti generati dall'esplosione delle supernove e dagli starbursts.

Si può subito notare dalla tabella 3.1 come questo modello, tranne nel caso della galassia A, generi galassie con una massa di circa un fattore 5 inferiore rispetto ai risultati delle altre simulazioni. Questo ha un riscontro anche sui profili di densità superficiale: per le galassie B; C; D si trovano infatti dei valori molto bassi, circa un ordine di grandezza inferiori rispetto agli altri modelli. Per la galassia A invece i valori sono paragonabili a quelli delle altre simulazioni; questo comportamento è evidente anche dall'andamento della massa delle galassie in funzione del fattore di scala (vedi il grafico 3.23), da cui si evince anche che la galassia B non subisce merging significativo in questo modello. Inoltre si osserva che il profilo della componente stellare è appiattito nella zona centrale mentre il gas è presente quasi esclusivamente entro un raggio di 3 kpc dal centro della galassia.

Galassia A

La galassia A risulta essere l'unica con massa paragonabile a quella trovata negli altri modelli per questa implementazione; ciò fa sì che sia anche l'unica per cui abbia senso analizzare sia la componente stellare che quella gassosa, dal momento che quest'ultima risulta essere quasi nulla nelle altre galassie. Tuttavia dal profilo di densità superficiale di questa componente si osserva che essa è quasi totalmente concentrata in una zona sovra densa al centro della galassia, similmente a quanto accadeva per le galassie ottenute tramite il modello efficace. Osserviamo che entrambe le componenti barioniche sono concentrate nei primi 4 kpc della galassia; la struttura che generano ricorda un disco spesso, dal momento che dagli autovalori del tensore d'inerzia si ricava

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.29 : 1.68$$

Quindi i due assi sul piano galattico sono simili; tuttavia la struttura risulta essere molto spessa, il che conferma i risultati per la dispersione delle stelle lungo \hat{z} , che evidenzia come queste siano distribuite fino a 3 kpc dal piano galattico anche nelle zone centrali della galassia. Lo studio della dispersione del gas lungo l'asse verticale, invece, evidenzia la presenza di due picchi in corrispondenza di -2 kpc e 3 kpc dal piano galattico a partire da 1.5 kpc dal centro della galassia, similmente a quanto si è osservato per le galassie A e B generate tramite il modello efficace. Inoltre, la struttura appare in rotazione: l'angolo θ infatti vale 0.54° ed è possibile costruire una curva di rotazione per le stelle simile a quella attesa per le galassie a spirale. Per la componente gas invece si ottiene una curva che, dopo un'iniziale aumento, invece di restare costante diminuisce; tuttavia sappiamo che il gas è scarso oltre i 4 kpc, perciò il fatto che non rispetti la curva di velocità attesa per queste distanza influisce poco sullo stato di rotazione del sistema. I grafici derivanti dall'analisi svolta su questa galassia sono riportati in figura 3.25.

Galassia B

Studiando l'evoluzione in massa delle galassie, anche in questo caso si trova che la galassia B subisce un evento di merging con una galassia che ha massa 0.12 volte la massa della galassia B; questo evento non è quindi paragonabile a quello che si è osservato avvenire nelle simulazioni precedenti. Nonostante il merging relativamente vicino, al redshift 0 la galassia B si presenta come una struttura ovalizzata stretta non in rotazione: infatti per gli autovalori del tensore d'inerzia si ha

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.11 : 1.48$$

Una conferma della struttura viene dalla dispersione delle componenti barioniche (riportata, assieme al resto dell'analisi, in figura 3.26), che evidenzia come queste siano distribuite lungo tutto l'asse \hat{z} già in corrispondenza del centro della galassia. Inoltre l'angolo θ vale 52.16° , il che appare in contraddizione con il fatto che la curva di rotazione per la componente di gas ricalca quella di una struttura a supporto di rotazione, con la velocità massima di circa 100 km/s raggiunta 4 kpc dal centro della galassia. Tuttavia, va ricordato che questa galassia è molto povera di gas, perciò il comportamento di questa componente incide poco sull'andamento generale della struttura.

Galassia C

La galassia C, la cui analisi completa è riportata in figura 3.27, appare essere perturbata dalla presenza di una galassia che al redshift $z=0$ dista 27 kpc fisici e che ha massa 0.02 volte la massa della galassia C. Nonostante questo elemento di disturbo, questa galassia presenta una struttura a disco spesso: infatti per gli autovalori del tensore d'inerzia si ha

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.06 : 1.70$$

Questi valori assomiglierebbero a quelli ideali per una struttura a disco, ma l'asse verticale risulta avere lunghezza non trascurabile. Infatti dalla dispersione lungo \hat{z} delle stelle si osserva che esse sono raccolte entro 4 kpc dal piano galattico già in corrispondenza del centro della galassia e similmente il gas risulta essere distribuito lungo tutto l'asse verticale già a 1.5 kpc dal centro. Inoltre questa galassia presenta un buono stato di rotazione: infatti l'angolo θ vale 2.49° e costruendo la curva di velocità si osserva che essa ricalca quella di una struttura a supporto rotazionale, con la velocità massima di 100 km/s raggiunta per una distanza di 5 kpc dal centro della galassia e mantenuta per raggi superiori.

Galassia D

La galassia D si presenta quasi del tutto priva di gas, ma con un profilo di densità stellare quasi perfettamente esponenziale (vedi il grafico presentato in figura 3.28 assieme all'analisi completa); inoltre, essa appare come uno sferoide a supporto di rotazione. Si trova infatti per i rapporti tra gli autovalori del tensore d'inerzia

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.04 : 1.55$$

Similmente a quanto avviene per la galassia C, i valori ottenuti per gli assi che giacciono sul piano galattico sono molto simili a quelli attesi per un disco,

ma il terzo asse ha una lunghezza non trascurabile. Anche la distribuzione delle stelle lungo \hat{z} evidenzia questa struttura: esse infatti risultano disposte a meno di 4 kpc dal piano galattico già in corrispondenza di 1 kpc dal centro della galassia. Per quanto riguarda la rotazione del sistema, si ha che θ vale 1.05° al redshift 0 e che è possibile costruire la curva di rotazione, con la velocità massima di 110 km/s circa raggiunta a 4 kpc dal centro della galassia e mantenuta per distanze maggiori. Si osserva inoltre che anche la componente stellare segue l'andamento della curva del gas, cosa che si è visto verificarsi solo per le galassie generate tramite MUPPI a soglia bassa fino a questo momento.

3.6.1 Il momento angolare barionico

L'introduzione di una descrizione dei venti galattici nel modello efficace permette di migliorare la conservazione del momento angolare specifico per la componente stellare (tranne nel caso della galassia B), ma si osserva in generale una maggiore perdita per la componente di gas, che per la galassia A non arriva neppure ad eguagliare il valore del momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale. Dal momento che le galassie descritte da questo modello sono povere di gas, il fatto che questa componente conservi il momento angolare specifico meno rispetto a quanto avviene per il modello efficace è poco significativo; in generale ci aspetteremo un miglioramento nella conservazione di questa quantità, dovuta alla componente stellare.

3.6.2 Considerazioni sul modello efficace coi venti galattici

Questo modello introduce i venti galattici nel tentativo di dare una soluzione, anche parziale, al problema della presenza di strutture sovra dense di materia barionica al centro della galassia, sfruttando un meccanismo che allontana gas e stelle dalla regione centrale. Tuttavia osservando il profilo di densità superficiale della galassia A si nota che questa questione non è del tutto risolta, dal momento che il gas risulta essere per la quasi totalità concentrato entro i 4 kpc dal centro della galassia. Inoltre questa galassia presenta nella zona centrale una struttura vuota di gas (vedi l'immagine 3.24), con dimensione inferiore al softening; similmente a quanto accadeva per la stessa galassia ottenuta implementando il modello effettivo, quindi, questa struttura risulta essere un effetto spurio numerico, non un effetto fisico. Inoltre questi venti galattici trasportano massa verso l'esterno, con la conseguenza che le galassie piccole, che non esercitano un forte campo gravitazionale, perdono gran parte di questa massa. Per galassie più pesanti invece si ha un effetto tipo fontana:

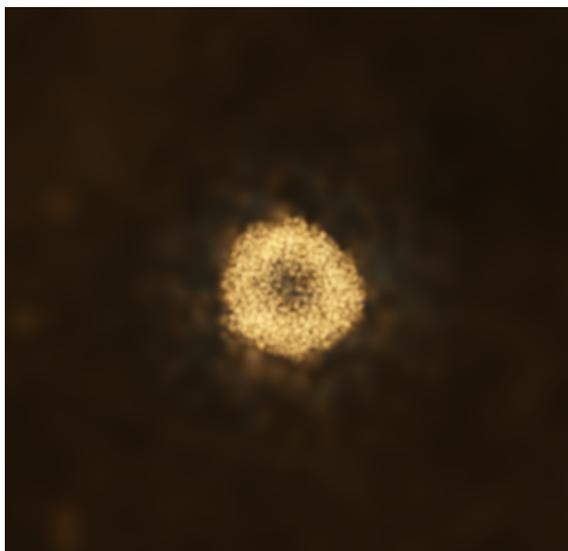


Figura 3.24: Distribuzione delle particelle di gas per la galassia A vista dall'alto al redshift $z = 0$ per la simulazione efficace coi venti galattici. Questa immagine è ottenuta tramite il codice *splotch*; il lato dell'immagine vale 17 kpc fisici.

la massa viene spinta verso l'esterno della galassia dal vento ma, a causa dell'attrazione gravitazionale, vi ricade; questo è il motivo per cui la galassia A presenta una massa paragonabile a quella fornita nelle altre simulazioni, mentre le altre galassie sono molto meno massive. Questo effetto è simile a quello che si è osservato per il modello MUPPI con feedback cinetico; anche in quel caso infatti si aveva una diminuzione nella massa delle galassie e la distruzione di quelle più piccole. Tuttavia il modello efficace coi venti galattici permette un effetto a fontana per la galassia A, cosa che non si è verificata nell'implementazione di MUPPI; ciò è legato al fatto che nel modello efficace coi venti galattici la soglia di densità per l'entrata di una particella di gas in multifase è 0.25 cm^{-3} , mentre la stessa quantità in MUPPI con feedback cinetico vale 0.01 cm^{-3} , il che implica che in questo ultimo modello l'energia data dall'esplosione delle supernove viene iniettata a particelle con densità inferiore, impedendo così al gas di condensarsi.

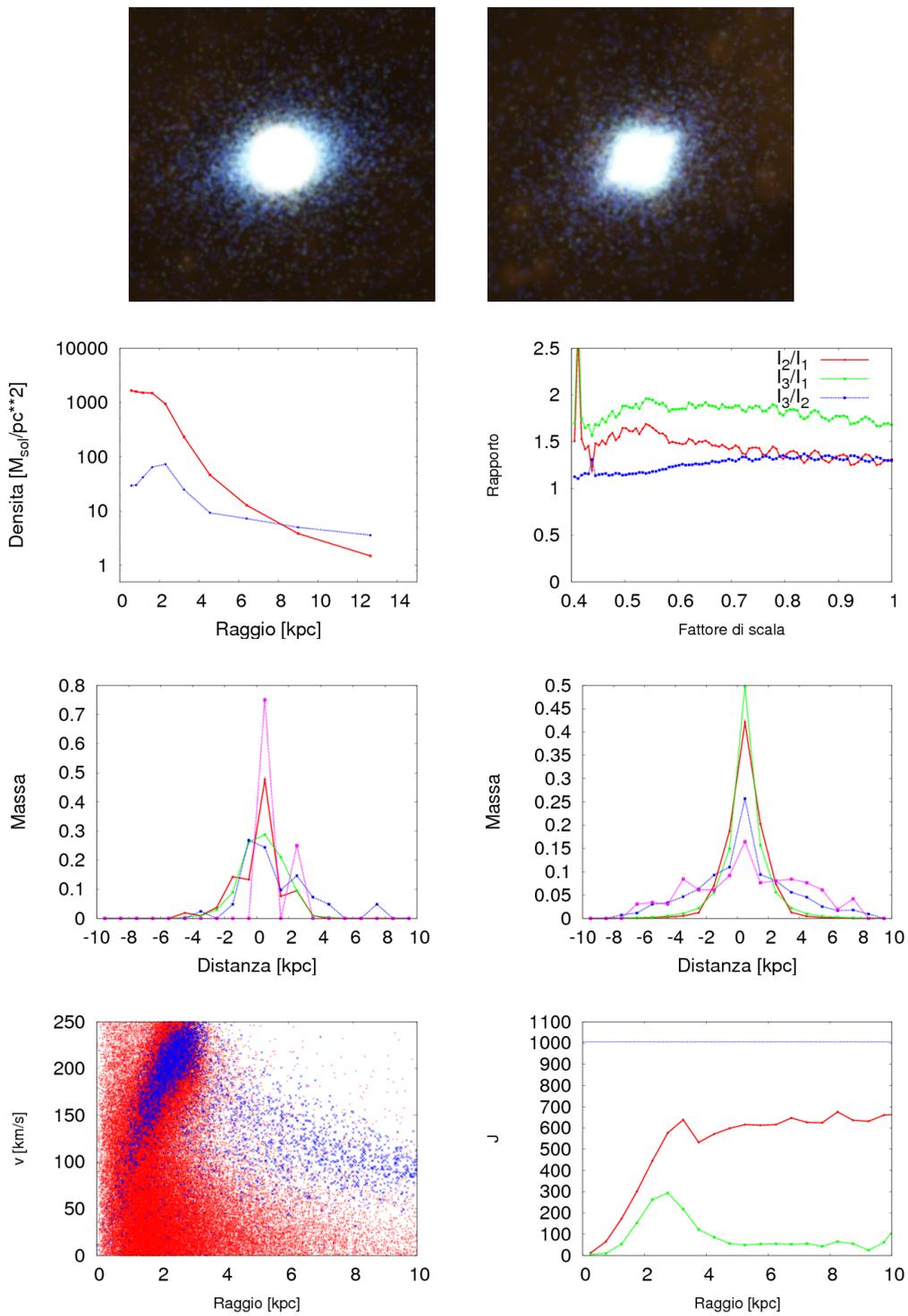


Figura 3.25: Risultati per la galassia A - modello efficace coi venti galattici. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

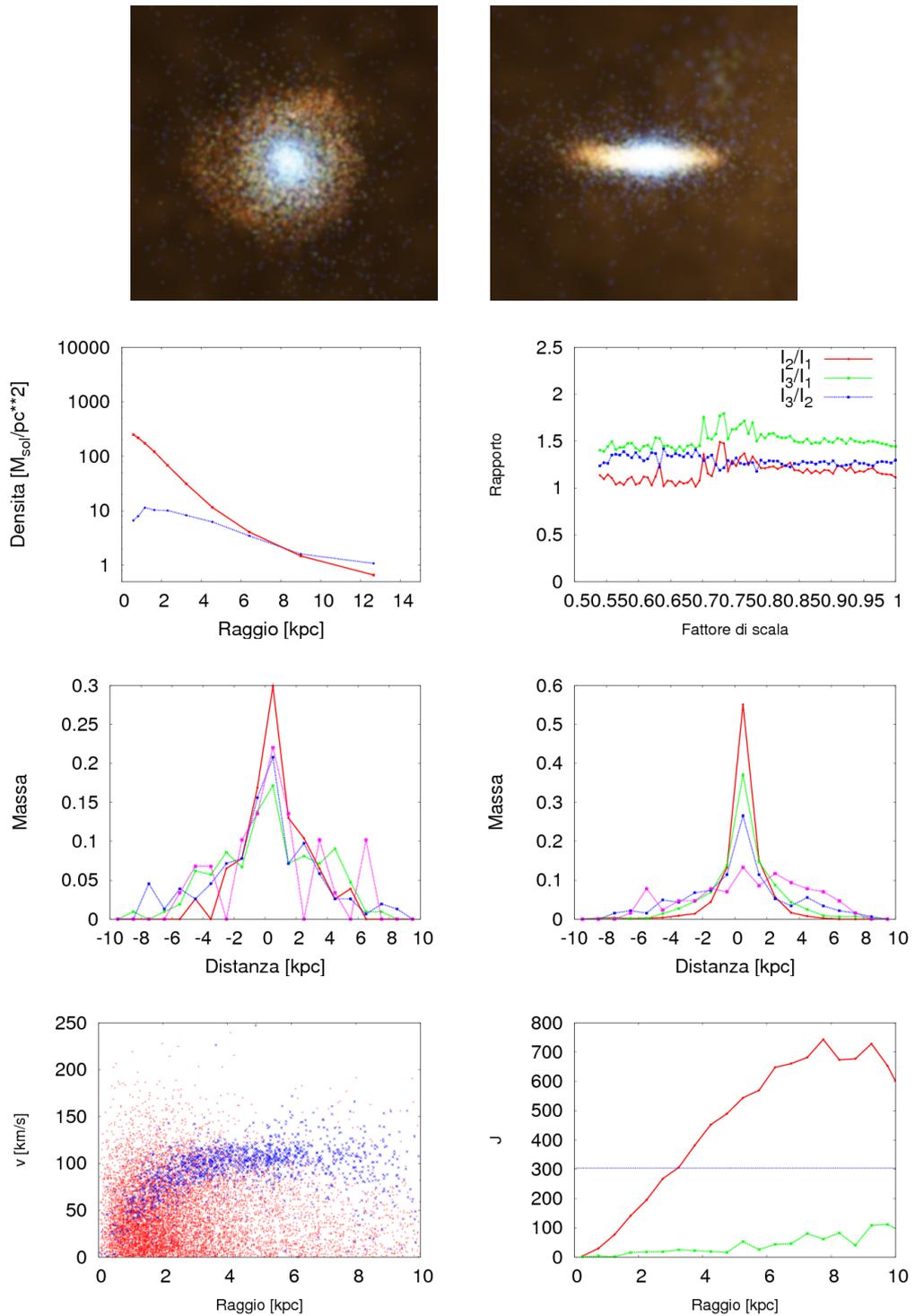


Figura 3.26: Risultati per la galassia B - modello efficace coi venti galattici. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

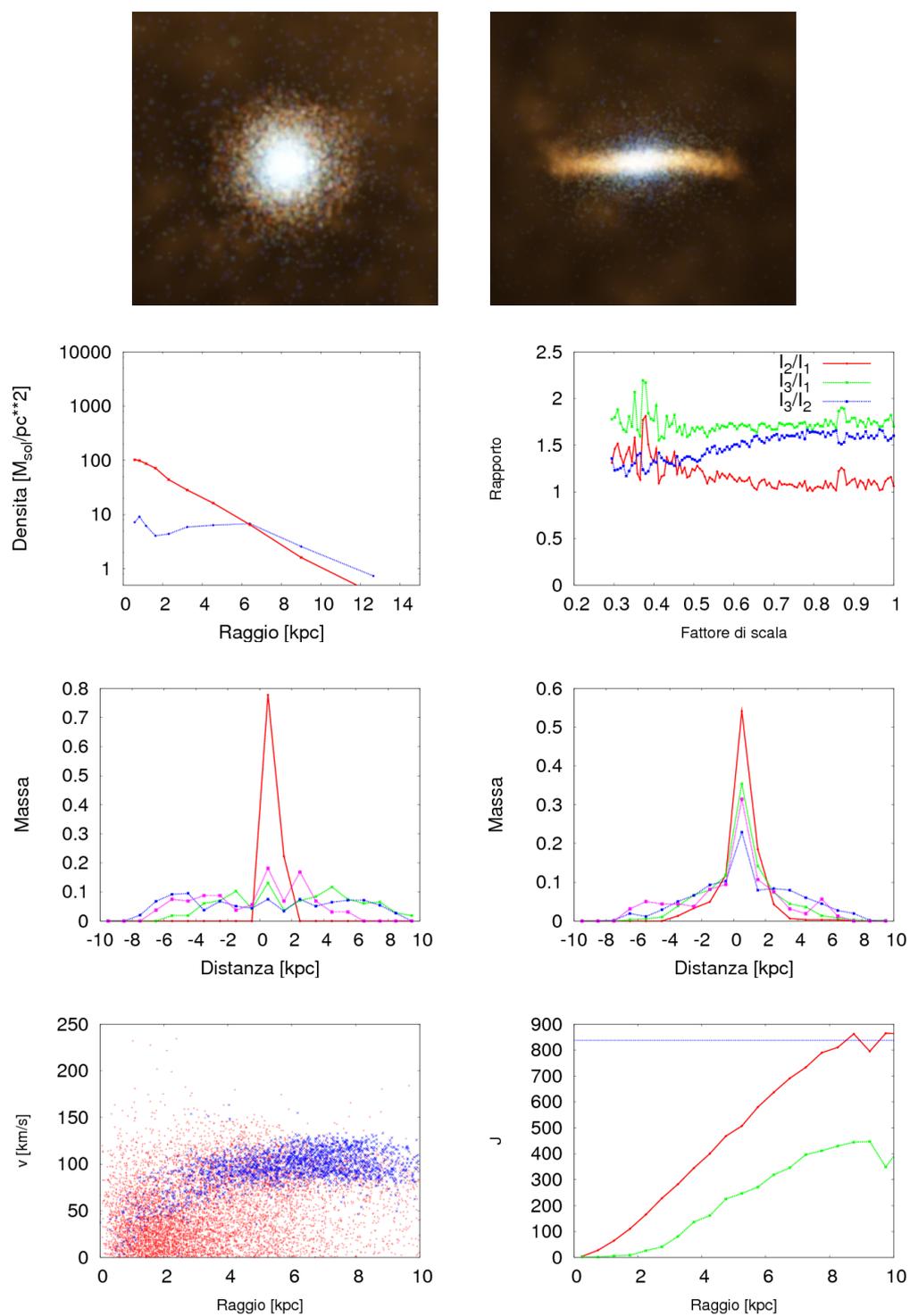


Figura 3.27: Risultati per la galassia C - modello efficace coi venti galattici. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

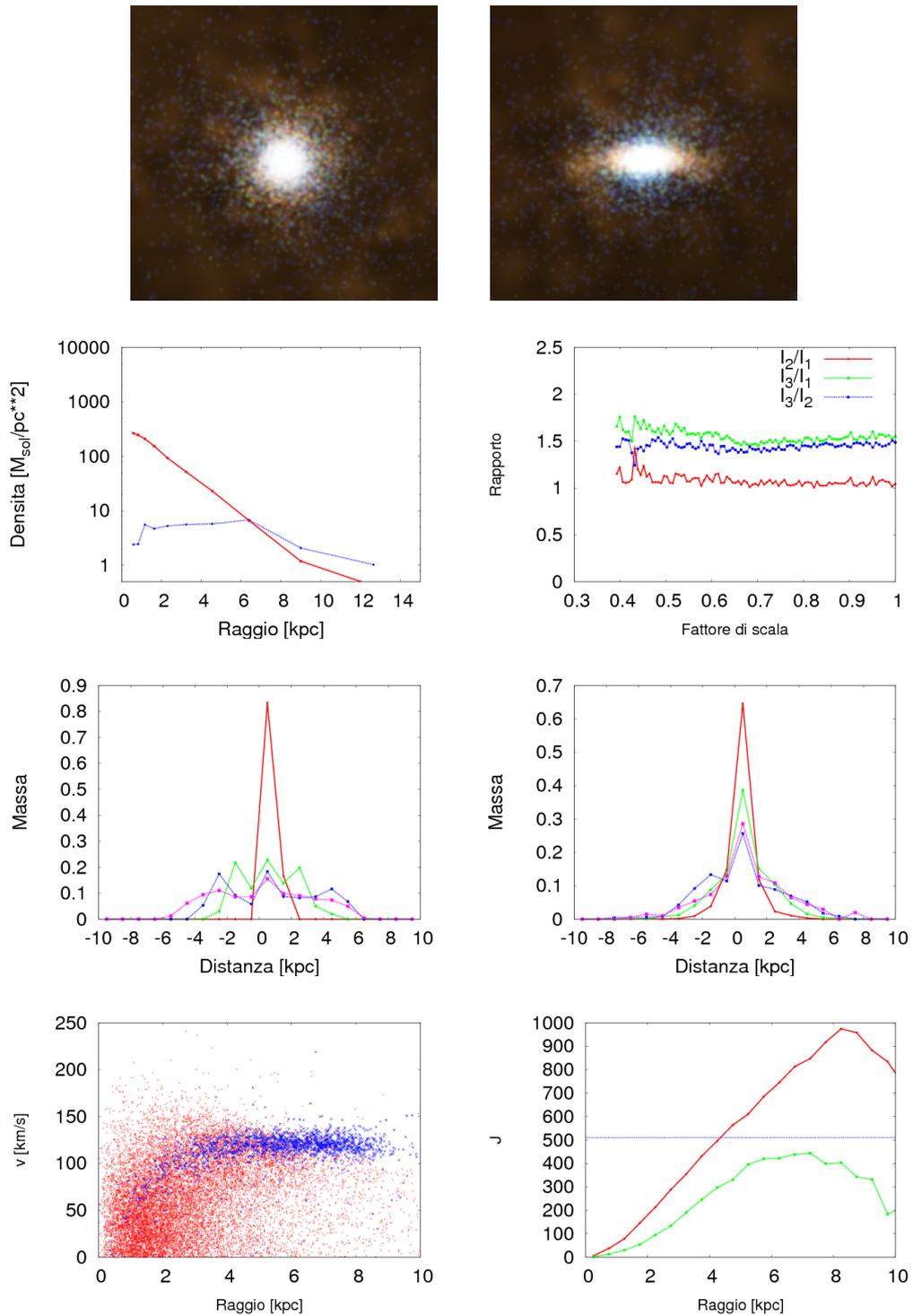


Figura 3.28: Risultati per la galassia D - modello efficace coi venti galattici. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

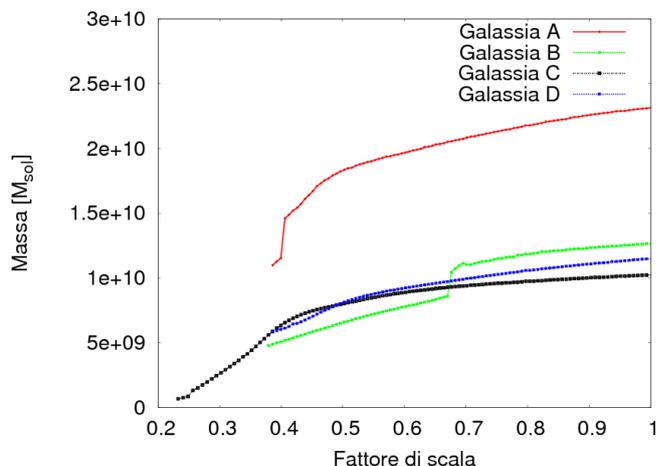


Figura 3.29: Evoluzione della massa stellare in unità di M_{\odot} per le galassie in analisi in funzione del fattore di scala nella simulazione che implementa il modello con feedback adiabatico. La curva rossa rappresenta l'evoluzione per la galassia A; la curva nera per la galassia B; la curva verde per la galassia C ed infine la curva azzurra per la galassia D.

3.7 I risultati del modello con feedback adiabatico

Il modello a feedback adiabatico si differenzia dal modello efficace principalmente poiché implementa un feedback dall'esplosione di supernove di tipo adiabatico, cioè un feedback termico in cui si sopprime il raffreddamento radiativo per le particelle che sono riscaldate da una supernova per 30 Myr. Questo implica che anche il raffreddamento e la formazione stellare risultano soppressi; inoltre il gas del mezzo interstellare assorbendo l'energia si espande in modo adiabatico, andando verso le regioni a bassa densità e rendendo quindi difficoltosa la formazione stellare anche dopo la fase di blocco del raffreddamento indotto dal feedback.

Le galassie simulate con il modello a feedback adiabatico presentano un profilo della densità superficiale del gas e delle stelle simile tra loro: in tutti e 4 i casi infatti si osserva che per le stelle la maggior parte della massa è concentrata entro i 3 kpc dal centro della galassia, mentre per distanze maggiori si assiste ad un crollo della densità superficiale, e similmente il gas si trova solo nella regione centrale, per poi sparire oltre i 2-3 kpc. Questa simulazione fornisce quindi delle galassie molto condensate.

Galassia A

I grafici risultati dall'analisi della galassia più massiva sono riportati in figura 3.30; essi mostrano una struttura a disco in formazione con i rapporti tra gli autovalori del tensore d'inerzia che a $z=0$ valgono

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.08 : 1.61$$

Osservando l'evoluzione nel tempo di queste grandezze, si ha che il rapporto tra i due autovalori minori tende a 1 per il redshift 0, I_3/I_1 è circa costante durante tutta la fase di formazione mentre il rapporto tra l'autovalore massimo I_3 e I_2 in crescita; questo può essere interpretato assumendo che il disco della galassia parta da una situazione in cui uno dei due assi è maggiore del secondo e si stia deformando in modo da renderli uguali, cosa che avverrà quando si raggiungerà $I_3/I_1 = I_3/I_2$. Tuttavia al redshift $z=0$ questa struttura è spessa: infatti dallo studio della dispersione di gas e stelle lungo \hat{z} si osserva che il gas è distribuito lungo tutto l'asse e le stelle distano 2 kpc dal piano galattico in corrispondenza del centro, ma già a 2 kpc di distanza sono spalmate su tutto \hat{z} . Si osserva inoltre che la galassia è in rotazione: infatti l'angolo θ vale 1.12° ed il profilo di rotazione per le stelle ed il gas corrisponde a quello di una galassia a spirale, con la velocità massima di 230 km/s raggiunta a 2 kpc dal centro della galassia.

Galassia B

La galassia B, i cui risultati completi dell'analisi sono mostrati in figura 3.31, subisce un evento di merging con una galassia che ha massa un quarto rispetto alla sua; questo evento è quindi particolarmente violento. Nonostante ciò, la galassia B mostra una forma a sferoide stabile: infatti dagli autovalori del momento d'inerzia si ha:

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.12 : 1.42$$

Osservando la dispersione delle stelle lungo l'asse \hat{z} si trova che essa è in accordo con la presenza di una struttura a disco con spessore massimo di 2 kpc; al contrario il gas risulta essere disposto su un disco solo fino a 2.5 kpc dal centro della galassia. Questo è verificato anche dalla curva di velocità: infatti la componente stellare segue il comportamento atteso per una galassia in rotazione, mentre il gas dopo una crescita iniziale diminuisce invece di restare costante. Tuttavia questo dato è poco significativo: dal profilo di densità superficiale sappiamo infatti che la quasi totalità del gas si trova in una regione centrale di raggio $\simeq 3$ kpc. Siamo quindi in presenza di una galassia a disco in rotazione; infatti l'angolo θ diminuisce costantemente a partire dal merging fino a raggiungere il valore di 0.82° per il tempo attuale.

Galassia C

Similmente a quanto avviene nelle altre implementazioni, la galassia C risulta essere perturbata dalla presenza a 134 kpc fisici di distanza di un'altra galassia di massa 0.13 volte la sua; questo si ripercuote sull'evoluzione della struttura della galassia C, che risulta essere disturbata. Al redshift $z=0$ si ottiene per il tensore d'inerzia

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.60 : 2.00$$

Questi valori implicano che la struttura non è un disco; infatti analizzando la dispersione per il gas e le stelle lungo l'asse \hat{z} si osserva che entrambe le componenti barioniche sono disposte in una struttura che già a 1 kpc dal centro della galassia ha larghezza pari a 4 kpc. Inoltre dalla curva di rotazione risulta che solo il gas è a supporto di rotazione entro i 4 kpc dal centro della galassia, con velocità massima di 160 km/s circa; la velocità delle stelle sembra invece non dipendere dalla loro distanza dal centro. Questi andamenti sono in accordo con il valore assunto dall'angolo θ di 3.77° . I risultati dell'analisi completa sono riportati in figura 3.32.

Galassia D

Riportiamo i risultati per l'analisi completa della galassia D in figura 3.33. Essa mostra una morfologia particolare; infatti osservando il suo profilo di densità si trova che la componente di gas scompare dopo soli 2 kpc dal centro della galassia e che il profilo stellare, pur avendo al centro della galassia un valore simile a quello delle altre galassie, presenta una pendenza molto elevata, il che indica una diminuzione drastica della massa stellare. Osservando la distribuzione di materia barionica lungo l'asse \hat{z} si trova che le stelle sono raggruppate in una struttura compatta fino a 3.5 kpc dal centro, ma questa struttura risulta essere spessa: infatti la sua larghezza minima, che si trova al centro della galassia, è di 4 kpc. Per quanto riguarda il gas, invece, non è possibile individuare una struttura tipo disco già a partire da 1 kpc dal centro della galassia. Dallo studio del tensore d'inerzia si ha

$$I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 1.29 : 1.99$$

Questi valori e le considerazioni fatte sulla distribuzione di materia lungo l'asse \hat{z} permettono di stabilire che la galassia D è un disco spesso. Questa è in rotazione: infatti θ vale 0.33° e la curva di rotazione ricalca quella di un sistema a supporto di rotazione sia per il gas che per le stelle fino a 5 kpc dal centro della galassia; per distanze maggiori la curva, invece di restare costante, diminuisce.

3.7.1 Il momento angolare barionico

Uno degli aspetti positivi dell'implementare questo modello è che esso migliora la conservazione del momento angolare specifico per la componente stellare rispetto a quanto ottenuto con le altre implementazioni. Questo è particolarmente evidente per la galassia D: infatti con questo modello il momento angolare specifico delle stelle arriva ad eguagliare e superare quello della materia oscura al raggio viriale a 3 kpc di distanza dal centro della galassia; con le altre implementazioni restava sempre minore. Per quanto riguarda il gas, invece, si ottengono risultati simili ai precedenti; tuttavia questa componente è scarsa, perciò influisce poco nel calcolo del momento angolare totale della galassia.

3.7.2 Considerazioni sul modello con feedback adiabatico

Come nel caso analizzato nella sezione precedente si ricorreva all'introduzione dei venti per contrastare il formarsi di strutture barioniche sovra dense al centro della galassia, in questa implementazione si introduce un feedback di tipo adiabatico. Questo risultato tuttavia non viene raggiunto: infatti osservando i profili di densità superficiale, si riscontra che non solo non c'è stato miglioramento per quanto concerne il gas, ma che anche la componente stellare risulta presentare una sovra densità nella ragione più interna. Tuttavia, questo modello sembra migliorare la conservazione del momento angolare specifico barionico; si ha quindi che queste strutture che si formano al centro delle galassie risultano avere velocità di rotazione elevate, in accordo con ciò che si osserva dalle curve di rotazione.

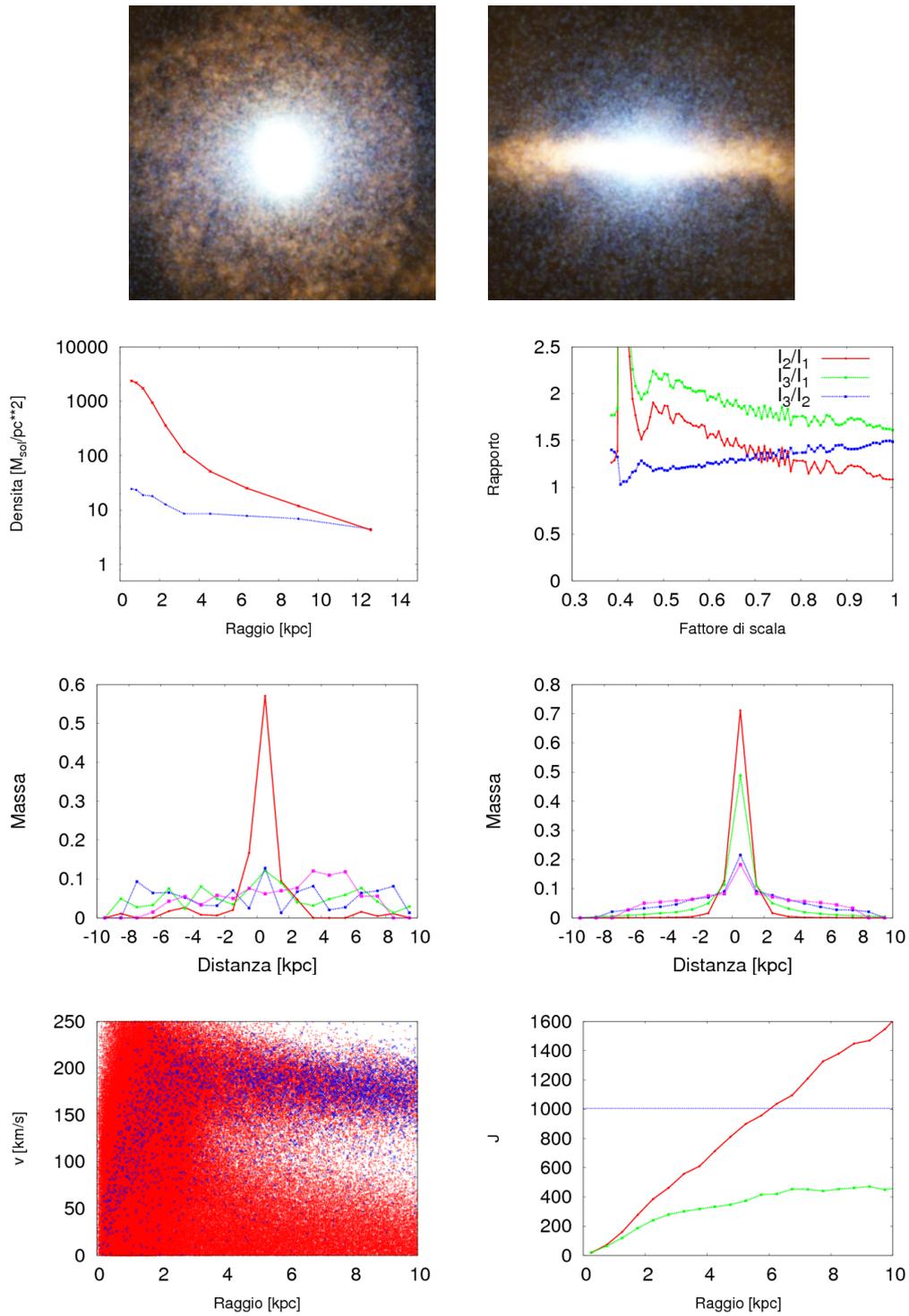


Figura 3.30: Risultati per la galassia A - modello con feedback adiabatico. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

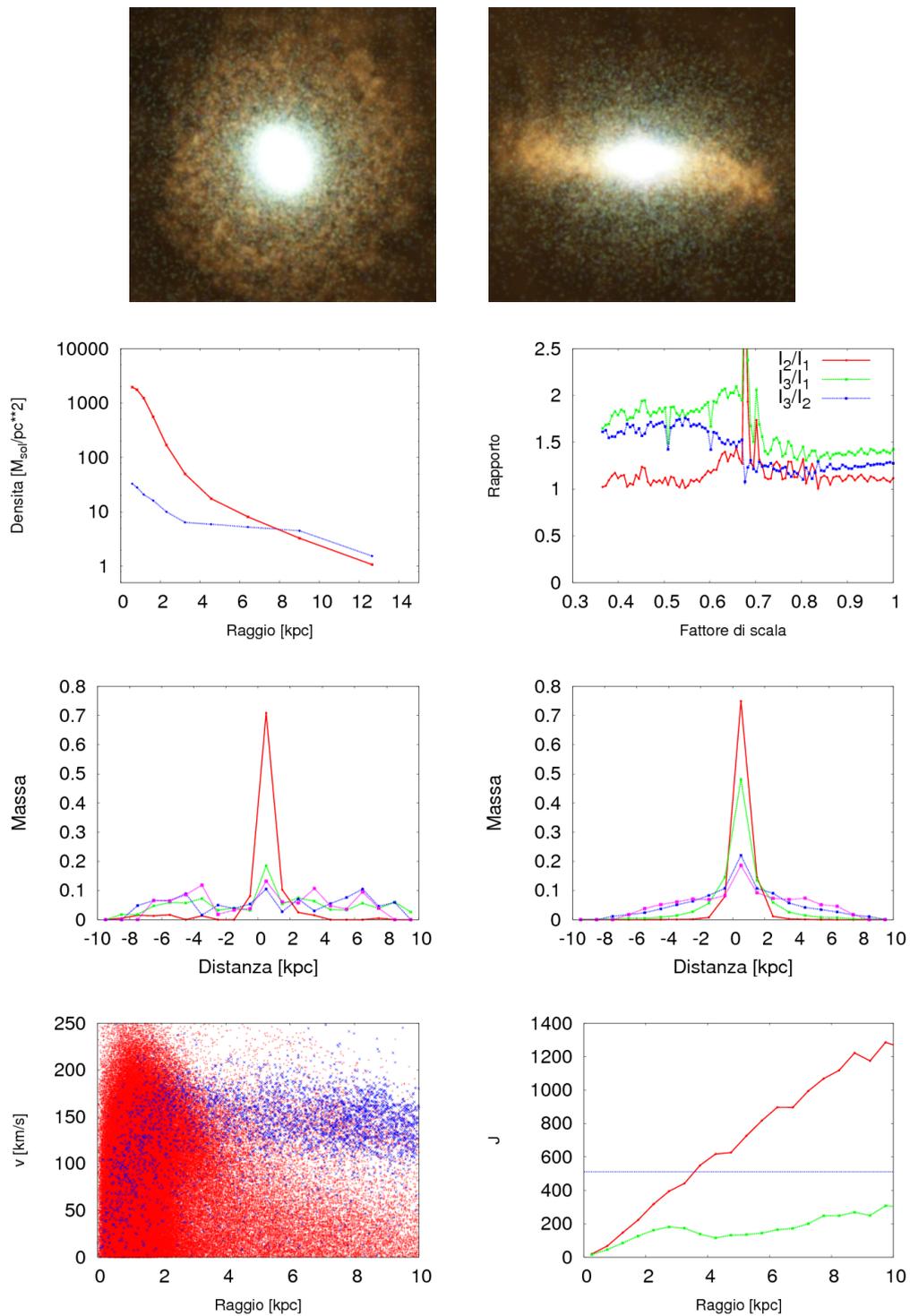


Figura 3.31: Risultati per la galassia B - modello con feedback adiabatico. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

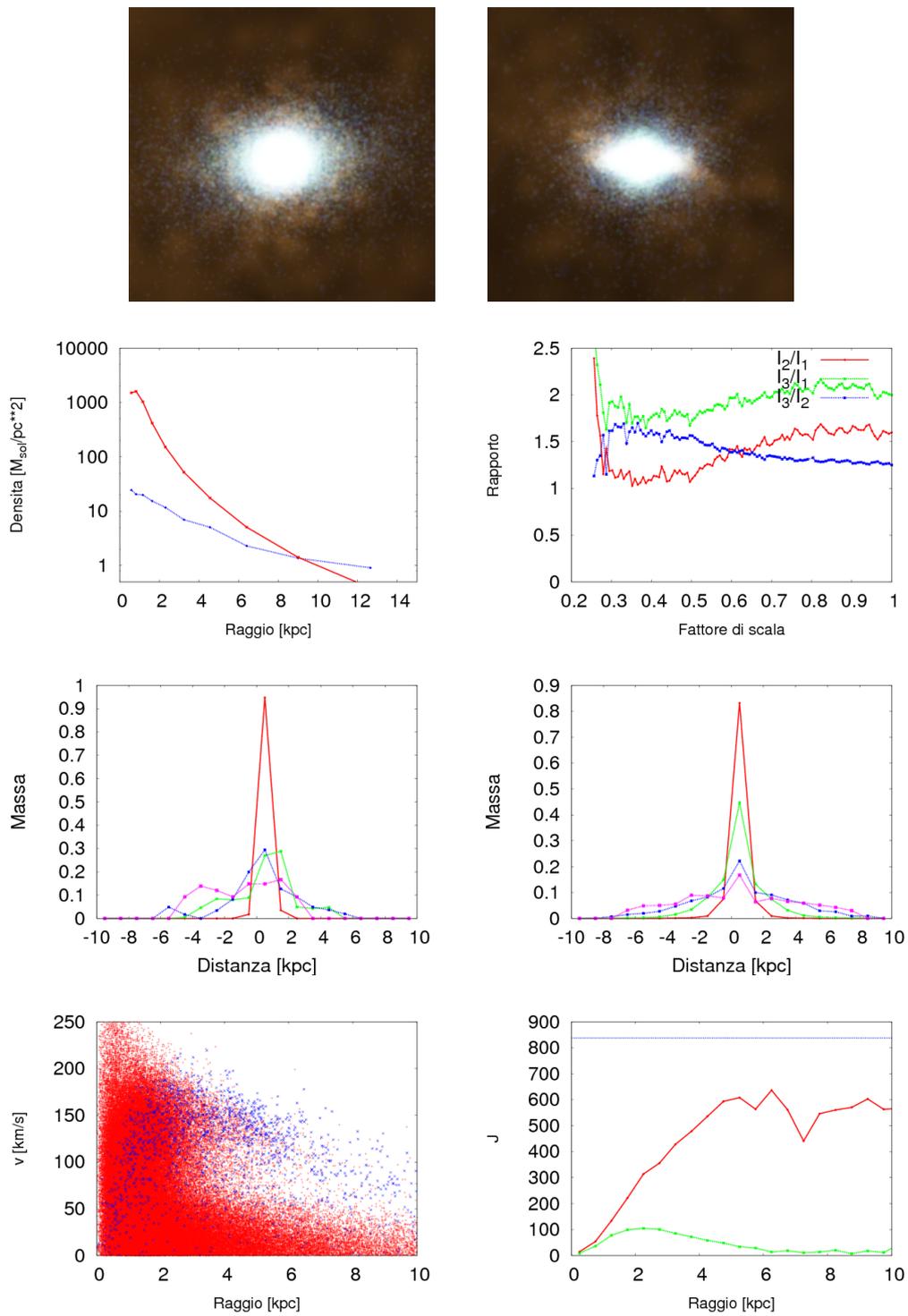


Figura 3.32: Risultati per la galassia C - modello con feedback adiabatico. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

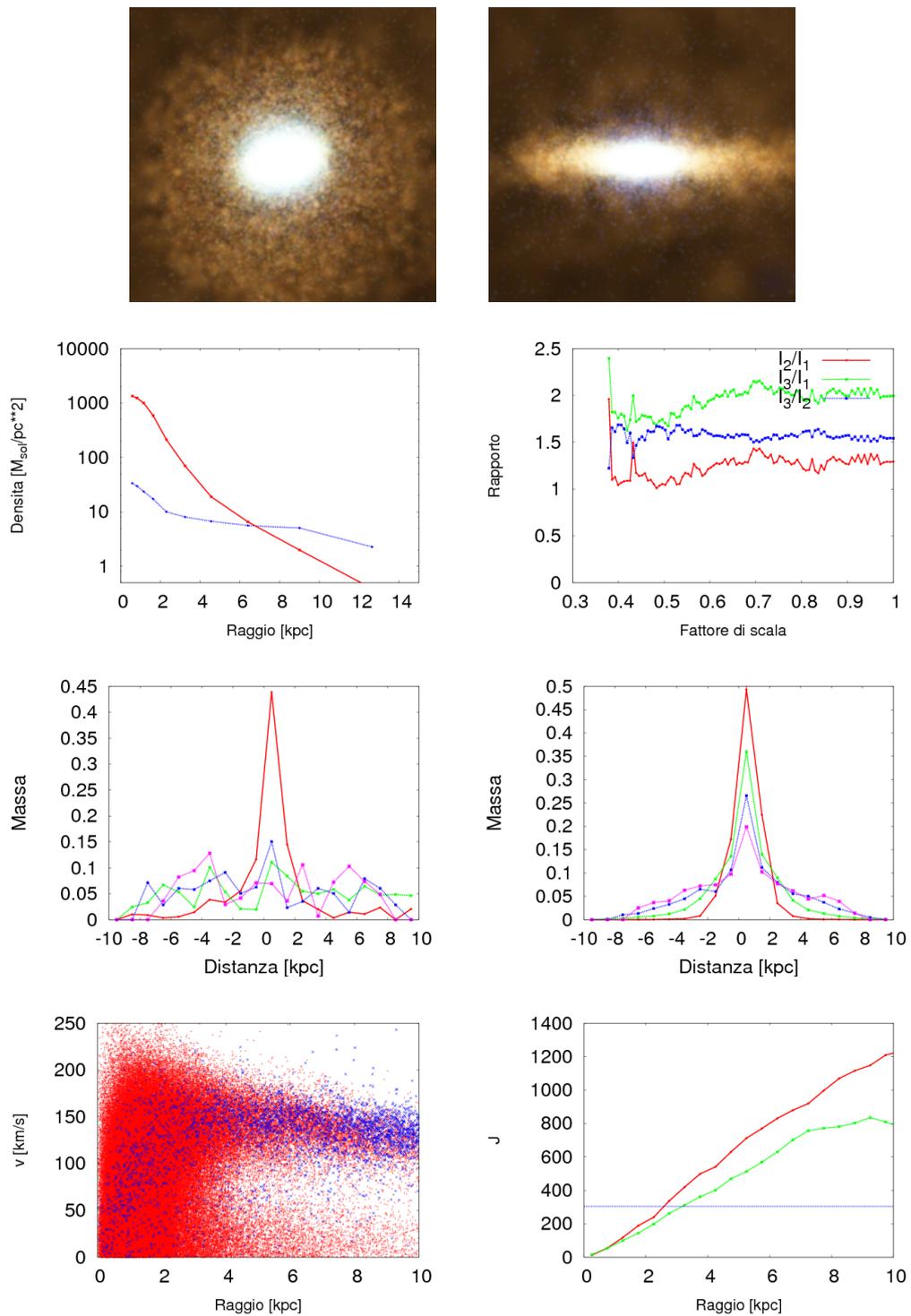


Figura 3.33: Risultati per la galassia D - modello con feedback adiabatico. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 3.3.

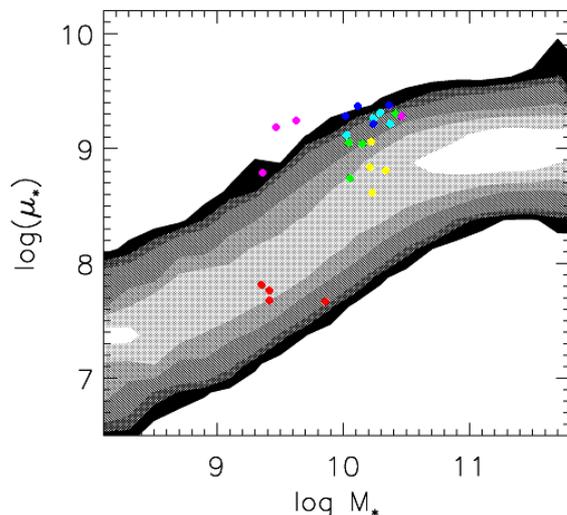


Figura 3.34: Relazione empirica tra la densità superficiale della componente stellare al raggio di metà luce di Petrosian μ_* e la massa stellare della galassia M_* per un insieme di 122808 galassie analizzate tramite la *Sloan Digital Sky Survey*. Ogni variazione di colore corrisponde ad un fattore 2 per la densità di galassie. I punti rossi corrispondono ai risultati ottenuti nella nostra indagine per le galassie generate tramite MUPPI con feedback cinetico; i punti in verde per la simulazione con MUPPI a soglia bassa; i punti in azzurro per MUPPI con soglia alta; i punti giallo per il modello efficace; i punti viola per il modello efficace coi venti galattici ed infine i punti blu per il modello con feedback adiabatico.

3.8 Un confronto tra i modelli

Le galassie ottenute con queste simulazioni hanno massa e dimensione tipiche delle galassie nane reali; tuttavia quelle ottenute da noi appaiono essere più condensate rispetto a quelle osservate. Si è cercato di contrastare questo effetto in vari modi, variando il tipo di feedback per il modello efficace e per MUPPI ed introducendo nel primo i venti galattici. L'unico modello che in base alla nostra indagine è in grado di generare galassie che presentano profili di densità esponenziali e senza la parte iniziale gonfiata, confrontabili con quelli delle galassie nane reali è MUPPI con feedback cinetico; le galassie ottenute tramite questo modello risultano essere delle strutture non a disco e non a supporto di rotazione, perciò sono classificabili come galassie nane irregolari. Un altro indice della veridicità delle galassie generate dalla no-

stra analisi è la relazione tra la densità superficiale delle stelle al raggio di metà luce di Petrosian e la massa stellare della galassia (cfr Kauffmann et al., 2003); nel nostro lavoro consideriamo come raggio quello a metà massa stellare, preso come stima per il raggio di Petrosian. Riportiamo quindi nel grafico 3.34 i punti con ascissa corrispondente al logaritmo della massa stellare della galassia (M_*) e con ordinata pari al logaritmo della densità stellare superficiale della galassia a $r_{1/2}$, cioè

$$\log \mu_* = \log \left(\frac{0.5M_*}{\pi r_{1/2}^2} \right). \quad (3.3)$$

Questa analisi ci permette di affermare che l'unico modello per cui si ha una relazione che rispetta quella osservata per le galassie reali è MUPPI con feedback cinetico; negli altri casi infatti le galassie presentano una densità superficiale stellare troppo basso, il che può essere legato al fatto che la massa è troppo condensata al centro della galassia. Questo fenomeno è collegato al problema dell'overcooling che si osserva nella galassie simulate: infatti si ha un raffreddamento eccessivo del gas, il che diminuisce la pressione esercitata dallo stesso e un suo collasso nella zona centrale della galassia; se questo fenomeno non viene compensato da un feedback efficiente, si ha la formazione delle strutture sovra dense che osserviamo. Inoltre l'overcooling dà origine anche ad una formazione elevata di stelle rispetto ai dati osservativi; il fatto che il profilo di densità superficiale per questa componente risulti essere di un ordine di grandezza inferiore per le galassie formate tramite il modello MUPPI con feedback cinetico rispetto ai risultati ottenuti nelle altre implementazioni può quindi essere un indice del fatto che in questo caso le galassie generate non sono affette dal problema dell'overcooling.

Il modello MUPPI con feedback cinetico ha anche la particolarità di riprodurre effetti simili a quelli del modello efficace coi venti galattici; infatti in entrambi i casi si ha perdita di massa nelle galassie simulate e la scomparsa delle galassie piccole, dal momento che viene sfavorita la caduta di materia barionica in buche di potenziale generate da aloni di materia oscura poco massivi. Questo non implica che scompaiano anche questi ultimi: infatti la dinamica della materia oscura è dettata solo dalla gravità e non risente di questi venti galattici (almeno in prima approssimazione); sono quindi ancora possibili eventi di merging delle galassie con questi aloni di materia oscura, ma sono difficilmente tracciabili dal momento che ad essi non si accompagna un aumento della materia barionica.

Per quanto riguarda i modelli che non siano implementazioni differenti di MUPPI, il modello con feedback adiabatico rappresenta il caso migliore per risolvere il problema della formazione di blocchi barionici sovra densi al cen-

tro delle galassie: infatti sia nel caso del modello efficace sia nel modello che implementa i venti galattici si osserva che il gas forma una struttura simile ad una ciambella con raggio dell'ordine del softening della simulazione (0.5 kpc); questo è evidentemente un effetto numerico, che viene superato tramite l'utilizzo del feedback adiabatico, che permette al gas di espandersi adiabaticamente e riempire quindi anche le zone sotto dense. Inoltre si è osservato come alla formazione di queste strutture corrisponda una distribuzione del gas lungo l'asse \hat{z} caratterizzata dalla presenza di due picchi non appartenenti al piano galattico; questo aspetto necessita ulteriori indagini, tuttavia si può ipotizzare che sia legato alla presenza di uno shock nel gas tra una fase calda generata dal feedback o dai venti galattici ed il gas freddo non appartenente alla galassie; questo shock può essere un effetto fisico rappresentato male a causa del valore del softening oppure può essere un effetto numerico spurio.

Si è già osservato come MUPPI sia in una fase di sviluppo preliminare; risulta quindi interessante analizzare le differenze che si riscontrano tra le implementazioni a soglia alta e soglia bassa. Si nota infatti che nel primo caso le galassie generate presentano una struttura a disco più spessa rispetto al secondo caso; inoltre risultano essere meno a supporto di rotazione. Questo induce a pensare che l'implementazione di MUPPI con la soglia bassa favorisca la formazione di strutture tipo galassie a spirale, tuttavia sono necessarie ulteriori indagini per accertare le cause di questo comportamento.

La perdita del momento angolare

Si è già discusso ampiamente il problema della perdita del momento angolare nei capitoli precedenti; si è anche ripreso il lavoro di Governato et al. (2004) in cui si analizzava come essa dipenda dalla risoluzione della simulazione. In questo nostro lavoro verifichiamo la dipendenza della perdita del momento angolare al variare del modello implementato; per ognuna delle galassie analizzate riportiamo quindi il rapporto tra il momento angolare specifico della componente barionica e il momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale in funzione della distanza dal centro della galassia. I risultati sono riportati nelle figure da 3.35 a 3.38. Appare subito evidente che in questo lavoro la perdita di momento angolare risulta essere elevata, soprattutto nelle zone più interne delle galassie; queste tuttavia sono quelle che contengono più materia, perciò le più interessanti da studiare. In tutti e 4 i casi il modello che funziona meglio è quello a feedback adiabatico, mentre il modello che comporta una maggiore perdita di momento angolare è MUPPI con feedback cinetico, come era da aspettarsi dal momento che genera galassie che assomigliano più a galassie ellittiche piuttosto che a spirale.

Per quanto riguarda le altre due implementazioni di MUPPI, presentano risultati molto simili: infatti mostrano una perdita di momento angolare specifico barionico uguale entro i primi 3 kpc dal centro delle galassie, per poi differenziarsi. Oltre questa distanza infatti il modello MUPPI a soglia bassa permette una conservazione migliore del momento angolare specifico barionico, tranne per la galassia B per cui avviene il contrario. Un discorso a parte va fatto anche per la galassia D: infatti in questo caso si ottiene lo stesso andamento oltre i 3 kpc, ma entro questo raggio risulta essere migliore il modello a soglia alta.

Si è precedentemente osservato come il modello efficace coi venti galattici favorisca l'allontanamento della materia barionica dal centro della galassia, con l'effetto di diminuirne la massa tranne nel caso della galassia A, in cui si ha l'effetto a fontana. Questo fenomeno comporta che anche il momento angolare venga allontanato dal centro della galassia, dal momento che vengono sottratte le particelle con velocità maggiore; si può riscontrare questo fenomeno osservando i grafici relativi alle galassie B; C; D (da 3.36 a 3.38): il momento angolare specifico barionico infatti aumenta allontanandosi dal centro della galassia in maniera molto maggiore rispetto a ciò che accade per gli altri modelli.

Lo studio della perdita del momento angolare barionico permette di quantificare l'accuratezza con cui il modello sotto esame descrive la formazione di strutture a supporto rotazionale; infatti sappiamo che una delle questioni principali dello studio della formazione di strutture cosmiche consiste nel colmare la discrepanza tra momento angolare barionico delle galassie a spirale simulate e osservate. In questa prima parte del lavoro tuttavia si è studiata la formazione di galassie nane, che non debbono necessariamente essere a spirale; infatti in molti casi queste strutture non sono a disco. Risulta quindi evidente come l'analisi della perdita di momento angolare barionico sia uno studio non particolarmente significativo in questa prima parte del lavoro: si può infatti avere che un modello descrive correttamente la formazione di una galassia nana non a spirale senza la conservazione di questa quantità. Questo tipo di analisi diventa fondamentale quando la simulazione genera galassie a spirale, come avviene per la seconda parte del nostro lavoro, i cui risultati sono presentati nel prossimo capitolo.

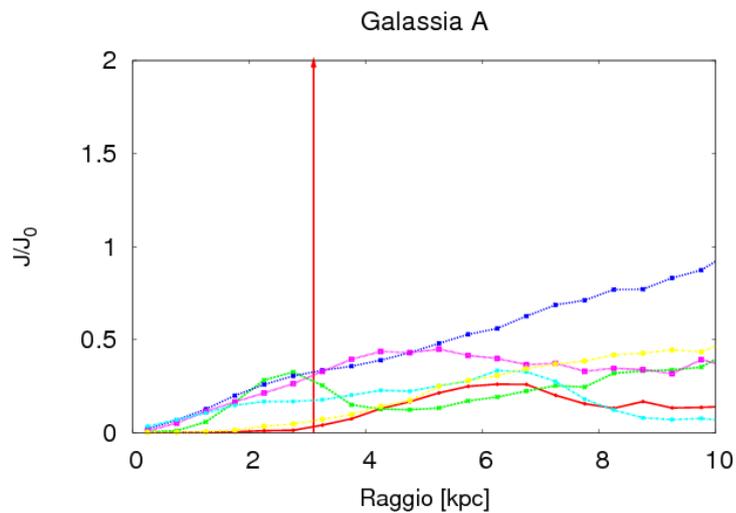


Figura 3.35: Rapporto tra il momento angolare specifico della componente barionica e il momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale in funzione della distanza dal centro della galassia per la galassia A nelle 6 implementazioni utilizzate. La linea rossa rappresenta il modello efficace, la linea verde il modello efficace coi venti, la linea blu il modello a feedback adiabatico, la linea viola il modello MUPPI a soglia bassa, la linea azzurra il modello MUPPI a soglia alta e la linea marrone il modello MUPPI con feedback cinetico. La linea rossa verticale indica il raggio della galassia a metà massa

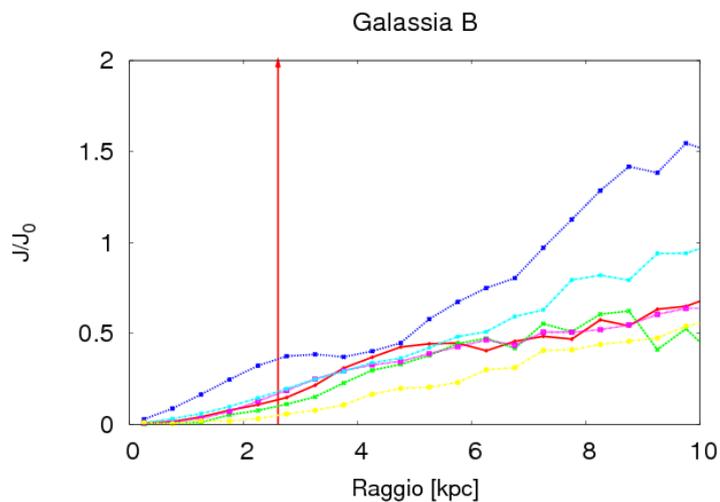


Figura 3.36: Rapporto tra il momento angolare specifico della componente barionica e il momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale in funzione della distanza dal centro della galassia per la galassia B nelle 6 implementazioni utilizzate. La legenda è la stessa del grafico 3.35

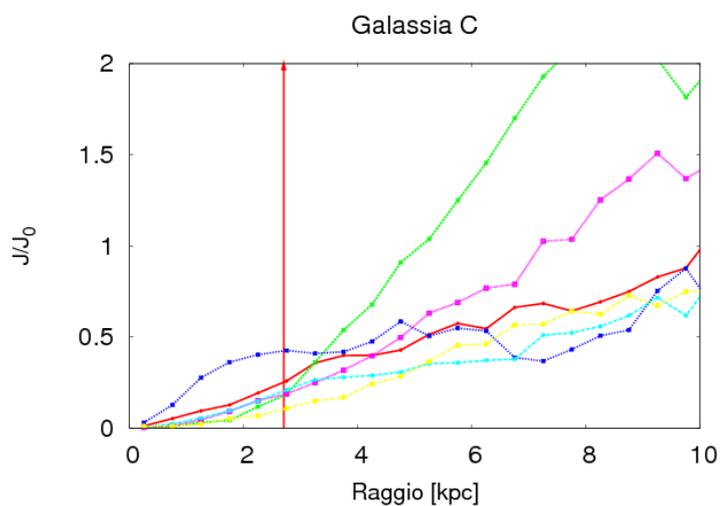


Figura 3.37: Rapporto tra il momento angolare specifico della componente barionica e il momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale in funzione della distanza dal centro della galassia per la galassia C nelle 6 implementazioni utilizzate. La legenda è la stessa del grafico 3.35

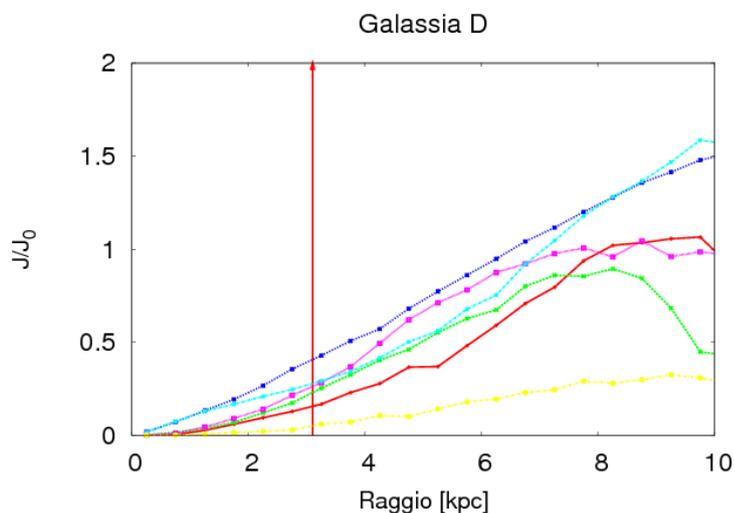


Figura 3.38: Rapporto tra il momento angolare specifico della componente barionica e il momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale in funzione della distanza dal centro della galassia per la galassia D nelle 6 implementazioni utilizzate. La legenda è la stessa del grafico 3.35

Modello	I_2/I_1	I_3/I_2	θ
MUPPI a soglia bassa	1.25	1.61	1.38°
MUPPI a soglia alta	1.46	1.79	1.37°
MUPPI con feedback cinetico	1.27	1.40	47.31°
Modello efficace	1.69	2.02	15.13°
Modello efficace coi venti galattici	1.29	1.68	0.54°
Modello con feedback adiabatico	1.08	1.61	1.12°

Tabella 3.4: Rapporto tra gli autovalori del tensore d'inerzia e valore dell'angolo θ per la galassia A nei sei modelli implementati.

Modello	I_2/I_1	I_3/I_2	θ
MUPPI a soglia bassa	1.18	1.53	63.86°
MUPPI a soglia alta	1.52	1.79	1.59°
MUPPI con feedback cinetico	1.22	1.29	41.94°
Modello efficace	1.36	1.60	3.78°
Modello efficace coi venti galattici	1.11	1.48	52.16°
Modello con feedback adiabatico	1.12	1.42	0.82°

Tabella 3.5: Rapporto tra gli autovalori del tensore d'inerzia e valore dell'angolo θ per la galassia B nei sei modelli implementati.

Modello	I_2/I_1	I_3/I_2	θ
MUPPI a soglia bassa	1.34	1.61	9.78°
MUPPI a soglia alta	1.53	1.82	11.25°
MUPPI con feedback cinetico	1.21	1.36	14.84°
Modello efficace	1.31	1.43	7.47°
Modello efficace coi venti galattici	1.06	1.70	2.49°
Modello con feedback adiabatico	1.60	2.00	3.77°

Tabella 3.6: Rapporto tra gli autovalori del tensore d'inerzia e valore dell'angolo θ per la galassia C nei sei modelli implementati.

Modello	I_2/I_1	I_3/I_2	θ
MUPPI a soglia bassa	1.07	1.61	1.66°
MUPPI a soglia alta	1.27	1.76	0.53°
MUPPI con feedback cinetico	1.16	1.20	41.13°
Modello efficace	1.16	1.64	0.48°
Modello efficace coi venti galattici	1.04	1.55	1.05°
Modello con feedback adiabatico	1.29	1.99	0.33°

Tabella 3.7: Rapporto tra gli autovalori del tensore d'inerzia e valore dell'angolo θ per la galassia D nei sei modelli implementati.

Capitolo 4

Analisi della formazione di una galassia a spirale

Una delle questioni di maggiore interesse per la cosmologia numerica è l'individuazione di un modello di formazione stellare e feedback da supernove che permetta di simulare la formazione e l'evoluzione di una galassia a spirale: infatti gli algoritmi al momento disponibili mostrano delle difficoltà nel generare una struttura paragonabile a quella della nostra galassia. In questo capitolo presentiamo i risultati della nostra analisi che mira a determinare quale modello tra quelli implementati è il più adatto a creare una tale struttura. Si sono quindi fatte evolvere le stesse condizioni iniziali con quattro diversi modelli: MUPPI a soglia bassa, MUPPI a soglia alta, MUPPI con feedback cinetico ed il modello efficace coi venti galattici. Queste implementazioni sono state eseguite a due differenti risoluzioni, in modo da determinare come questo fattore influenzi la formazione di una galassia a spirale. Si è posta particolare attenzione al momento angolare specifico barionico nei vari casi, in modo da determinare quale modello permetta di conservarlo meglio nelle simulazioni di galassie a spirale.

Questo capitolo presenta due sezioni: la prima fornisce i metodi di indagine utilizzati, che ricalcano quelli presentati nel capitolo precedente, mentre nella seconda sezione riportiamo un'analisi delle differenze riscontrate tra le galassie generate nelle varie simulazioni. Questa analisi si focalizza su tre fattori: il tipo di strutture generate, il suo stato di rotazione e la perdita di momento angolare per la componente barionica. Si è scelto di non riportare tutta l'analisi eseguita per ogni galassia per non appesantire troppo la lettura; i risultati a cui faremo riferimento sono riportati nella tabella 4.2 e nei grafici in coda al capitolo.

	M_{DM}	M_{gas}	ϵ
Risoluzione alta	1.52×10^7	2.81×10^6	0.65
Risoluzione bassa	1.41×10^8	3.75×10^7	1.40

Tabella 4.1: Massa delle particelle di gas e di materia oscura in unità di M_{\odot} e softening in unità di kpc per le simulazioni presentate in questo capitolo. Si è assunto per la costante di Hubble un valore $h=0.72$.

4.1 Le simulazioni

Per simulare una galassia a spirale bisogna utilizzare delle condizioni iniziali adeguate, che siano costruite appositamente per generare una tale struttura; nel nostro caso queste condizioni iniziali sono state fornite da Klaus Dolag e Felix Stoehr (per i dettagli riferirsi all'articolo di Stoehr et al., 2002). Si considera un universo dominato dalla materia oscura fredda secondo quanto atteso per il modello Λ CDM con $h = 0.72$; si simula l'evoluzione della materia oscura per una regione dell'universo a bassa risoluzione partendo dal redshift $z=74$ fino a $z=0$, usando circa 6×10^7 particelle di materia oscura con massa $2 \times 10^8 M_{\odot}$. Si seleziona a $z=0$ un alone che risulti essere isolato; ciò implica che esso non subisca eventi di merging recenti, perciò la galassia che vi si forma sarà a spirale. Le particelle che al redshift iniziale corrispondono alla regione lagrangiana che genera questo alone costituiscono le condizioni iniziali della simulazione; queste sono state fatte evolvere tramite quattro differenti implementazioni di GADGET-2, una per ognuno dei modelli selezionati, a due differenti risoluzioni: nel primo caso, che chiameremo a bassa risoluzione, si sono utilizzate 13603 particelle di materia oscura all'interno del raggio viriale; nel caso ad alta risoluzione il numero di particelle diventa 123775. In tabella 4.1 sono riportati i parametri per utilizzati per queste due risoluzioni. I modelli sono stati implementati utilizzando gli stessi parametri mostrati nel capitolo precedente in tabella 3.1.

Similmente all'analisi presentata nel capitolo precedente, queste simulazioni hanno fornito 134 snapshot ciascuna, realizzate in modo che i fattori di scala relativi ad ognuna di queste istantanee dell'universo siano circa equispaziati, con la snapshot 0 che corrisponde a $z=29.7$ e la snapshot 134 al redshift $z=0$. Ciascuna di queste snapshot è stata analizzata tramite Skid in modo da individuare la galassia centrale, che risulta essere una struttura con raggio viriale per la materia oscura di circa 290 kpc e massa dell'ordine di $10^{15} M_{\odot}/h$ e con massa stellare dell'ordine di $10^{11} M_{\odot}/h$ (cfr la tabella 4.2 per il valore in massa stellare assunto dalla galassia in ogni simulazione); ha quindi la massa caratteristica di una galassia a spirale. In figura 4.1 riportiamo il risultato della simulazione svolta implementando MUPPI con feedback

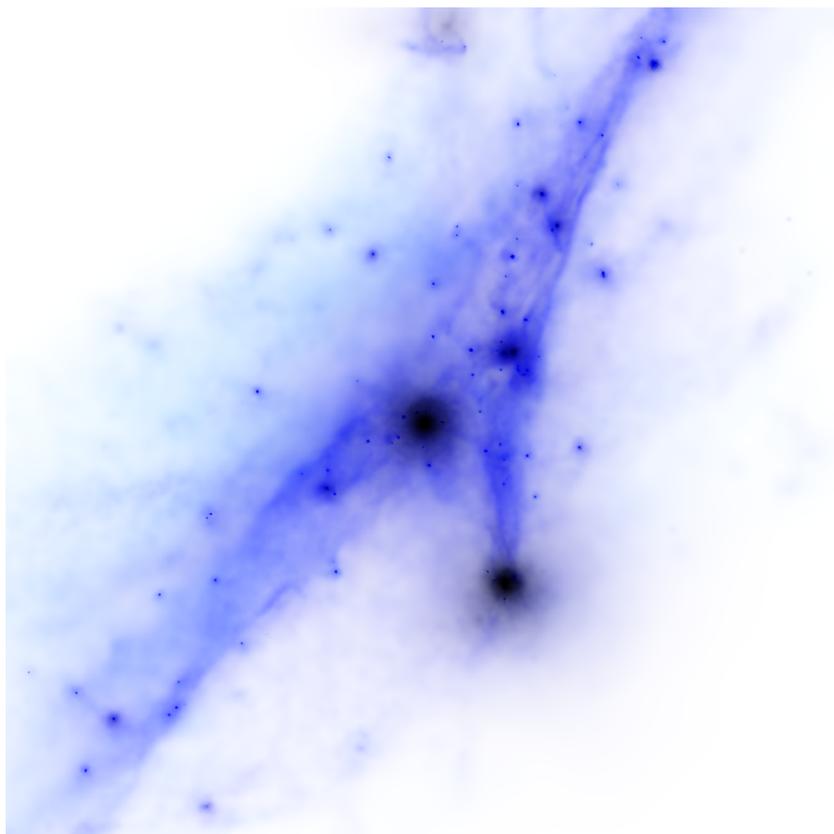


Figura 4.1: Rappresentazione della distribuzione di gas (in azzurro) e stelle (in nero) per la snapshot 134 relativa alla simulazione che implementa il modello MUPPI con feedback cinetico ad alta risoluzione. Questa immagine è stata realizzata tramite il codice *splotch*.

cinetico ad alta risoluzione.

Lo studio di queste galassie è stato eseguito con lo stesso metodo applicato nel capitolo precedente, suddividendo l'analisi in tre parti. Nella prima si cerca di determinare le caratteristiche morfologiche generali della struttura analizzando le seguenti quantità: il profilo di densità superficiale di stelle e gas separatamente, la dispersione di queste componenti lungo l'asse \hat{z} (direzione perpendicolare al piano galattico) e il rapporto tra gli autovalori del tensore d'inerzia. Queste tecniche di analisi sono già state presentate nel capitolo precedente; ricordiamo solo che per una galassia a spirale ci si aspetta di avere un profilo di densità superficiale di stelle e gas esponenziali, che queste componenti siano distribuite vicino al piano galattico e che per gli autovalori del momento d'inerzia si trovino rapporti simili a quelli ideali per un disco:

$$I_3 : I_2 : I_1 = 1 : 2 : 2$$

In generale definiremo, ricalcando l'analisi svolta nel capitolo precedente, una galassia come struttura a disco se verranno rispettate le condizioni $I_2/I_1 < 1.2$ e $I_3/I_1 > 1.8$; se invece si hanno le condizioni rilassate $I_2/I_1 < 1.3$ e $I_3/I_2 > 1.6$ saremo in presenza di un disco spesso. Nel caso in cui non valga solo la prima di queste condizioni rilassate, la galassia sarà definita come struttura ovalizzata stretta; se non viene rispettata solo la seconda, chiameremo la galassia uno sferoide appiattito. Se entrambe le condizioni non sono soddisfatte, la struttura è generica.

Una galassia a spirale è una struttura a supporto di rotazione; per individuare se la galassia generata dalla nostra simulazione rispetta questa condizione si analizza la curva di velocità e l'angolo θ tra \hat{z} e l'autovettore corrispondente all'autovalore massimo del tensore d'inerzia; per una galassia a disco questo angolo dovrebbe essere $\simeq 0$, tuttavia considereremo la struttura in rotazione per angoli inferiori a 3° , mentre se θ è compreso tra 3° e 10° la galassia sarà solo parzialmente a supporto di rotazione; ciò si verifica, ad esempio, se la componente stellare ha velocità diffusa mentre il gas è in rotazione. Per angoli superiori si considererà la galassia come non in rotazione.

Infine siamo interessati a caratterizzare la perdita di momento angolare specifico per la componente barionica; per quantificarla consideriamo il rapporto tra questa grandezza ed il momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale. Si sceglie questo valore poiché esso rappresenta il momento angolare specifico che la materia barionica avrebbe conservato se non ci fossero effetti di trasporto da questa componente all'alone di materia oscura.

In coda al capitolo vengono riportati i grafici ricavati da questa analisi per ogni modello ad entrambe le risoluzioni. Procedendo dall'alto in basso e da sinistra a destra, per ogni galassia sono presenti:

- le rappresentazioni di come appare la galassia vista di faccia e di taglio, ottenute tramite il codice `splotch`;
- il profilo di densità superficiale per la componente stellare (in rosso) ed il gas, che viene considerato separatamente nella fase fredda per le particelle multifase (in blu) e nel suo insieme (in azzurro) per le implementazioni di MUPPI, mentre è considerato solo nel suo insieme (in blu) per il modello efficace coi venti galattici;
- l'evoluzione dei rapporti tra gli autovalori del tensore d'inerzia in funzione del fattore di scala dell'universo;
- la dispersione di gas normalizzata lungo l'asse \hat{z} a 0.5 kpc dal centro della galassia (in rosso), 2.5 kpc (in verde), 4.5 kpc (in blu), 6.5 kpc (in viola) e 8.5 kpc (in azzurro);
- la dispersione di stelle normalizzata lungo l'asse \hat{z} a 0.5 kpc dal centro della galassia (in rosso), 2.5 kpc (in verde), 4.5 kpc (in blu), 6.5 kpc (in viola) e 8.5 kpc (in azzurro);
- la curva di rotazione per la componente stellare (in rosso) ed il gas (in blu);
- il momento angolare specifico per il gas (in rosso) e per le stelle (in verde) ed il valore che assume per la materia oscura al raggio viriale (in blu) in funzione della distanza dal centro della galassia.

Nelle sezioni seguenti si farà riferimento a questi grafici; i dati presentati nel testo, qualora non indicato diversamente, si riferiscono ad analisi svolte per redshift $z=0$; le lunghezze sono fornite in kpc fisici.

4.2 Un confronto tra i risultati delle simulazioni

In questa sezione riportiamo un confronto tra le galassie ottenute implementando i quattro differenti modelli a due risoluzioni, confronto eseguito in base al tipo di struttura che si genera, al suo stato di rotazione ed alla conservazione del momento angolare.

Modello	I_2/I_1	I_3/I_2	θ	Massa
MUPPI a soglia bassa (ris bassa)	1.17	1.52	4.16°	1.18×10^{11}
MUPPI a soglia bassa (ris alta)	1.05	1.46	1.05°	1.30×10^{11}
MUPPI a soglia alta (ris bassa)	1.24	1.28	15.55°	9.72×10^{10}
MUPPI a soglia alta (ris alta)	1.57	1.68	13.71°	1.11×10^{11}
MUPPI con feedback cinetico (ris bassa)	1.06	1.51	2.99°	1.27×10^{11}
MUPPI con feedback cinetico (ris alta)	1.35	1.81	0.49°	1.42×10^{11}
Modello efficace coi venti galattici (ris bassa)	1.47	1.68	6.02°	1.20×10^{11}
Modello efficace coi venti galattici (ris alta)	1.29	1.71	0.63°	1.36×10^{11}

Tabella 4.2: Rapporto tra gli autovalori del tensore d'inerzia, valore dell'angolo θ e massa stellare in unità di M_\odot con $h=0.72$ per le galassie analizzate in questo capitolo.

4.2.1 La struttura delle galassie

In questo capitolo si analizzano i risultati di simulazioni costruite in modo da generare galassie a spirale; ciò che si vorrebbe ottenere perciò sono delle strutture simili a dischi, con la presenza di bracci o barre e la componente di gas che risulti essere circa il 10 % rispetto alla componente stellare, in accordo con quanto si osserva per le galassie a spirale reali. Dalla nostra analisi si ottiene che le galassie che si generano non sempre rispettano queste condizioni; inoltre questa indagine permette di comprendere quali siano gli effetti che i vari modelli hanno sulla formazione delle galassie.

Analizzando le galassie che si generano attraverso MUPPI coi valori di soglia differenti ad entrambe le risoluzioni si osserva che l'implementazione a soglia bassa genera delle galassie che risultano essere simili ad un disco mentre l'utilizzo della soglia alta porta alla formazione di strutture sferoidali, similmente a quanto si era osservato nel capitolo precedente.

Si osserva inoltre che le galassie generate a bassa risoluzione mostrano in tutti e quattro i casi la formazione di una struttura compatta di gas in corrispondenza della regione centrale della galassia, di larghezza variabile tra 1 kpc nel caso di MUPPI con feedback cinetico e 3 kpc per l'implementazione di MUPPI con soglia bassa. Aumentando la risoluzione si osserva che solo nel caso della galassia generata tramite MUPPI con feedback cinetico si ottiene un profilo di densità superficiale sia per le stelle che per il gas senza rigonfiamento centrale, mentre nelle altre implementazioni queste strutture persistono. Ciò è particolarmente evidente per la galassia che si genera tramite il modello efficace coi venti galattici: in questo caso infatti l'implementazione ad alta risoluzione dà vita ad una galassia che presenta

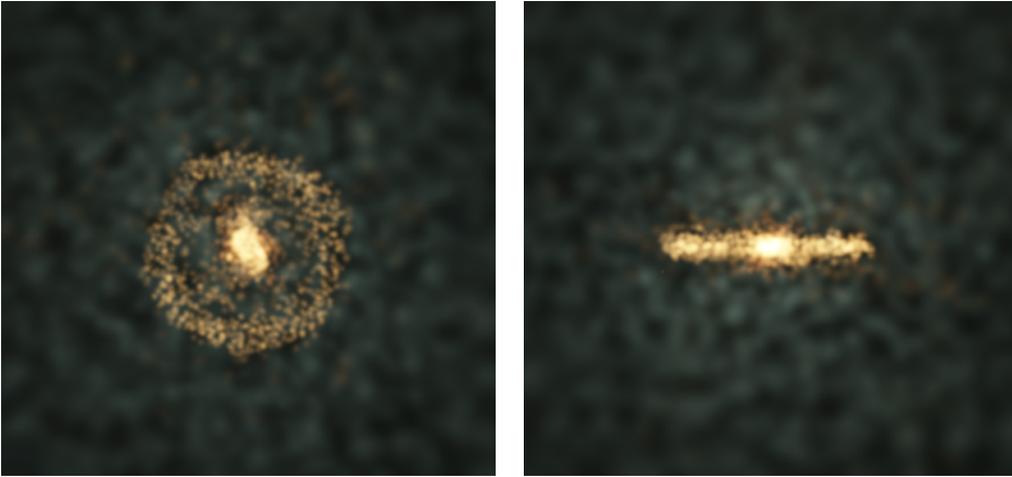


Figura 4.2: Rappresentazione del gas di faccia (a sinistra) e di taglio (a destra) per la galassia generata tramite il modello efficace coi venti galattici ad alta risoluzione. Queste immagini sono state ottenute tramite il codice *splotch*; il lato corrisponde a 17 kpc.

una struttura di gas condensato di larghezza 2 kpc in corrispondenza della regione centrale ed una sorta di toro di particelle di gas di raggio 4 kpc (vedi l'immagine 4.2). Inoltre si osserva che lungo l'asse verticale il gas è raggruppato, oltre che sul piano galattico, su due piani paralleli a questo e che ne distano circa 4 kpc, similmente a quanto si era osservato nel capitolo precedente per le galassie che generano delle strutture compatte di gas al centro della galassia.

Lo scopo di questa seconda parte del lavoro è la generazione di una galassia a spirale; tuttavia si osserva che solo in tre casi si ha la formazione di una struttura sottile e quasi circolare, che può ricordare una galassia a spirale reale: nell'implementazione di MUPPI a soglia bassa ad alta risoluzione e di MUPPI con feedback cinetico ad entrambe le risoluzioni, anche se in questo ultimo caso si osserva che l'aumento della risoluzione porta ad un lieve peggioramento nella struttura. Tuttavia la nostra indagine evidenzia anche che solo in questo ultimo caso si ha la formazione di una struttura che ricorda i bracci di spirale per la componente gassosa della galassia, come si può vedere dall'immagine 4.3. Inoltre questo modello è anche l'unico che fornisce una corretta frazione di gas alla galassia: infatti nelle altre implementazioni le strutture che si generano risultano essere povere di gas, che rappresenta l'1% rispetto alla componente stellare nel modello efficace coi venti galattici ed in MUPPI a soglia bassa, mentre le galassie generate tramite MUPPI con

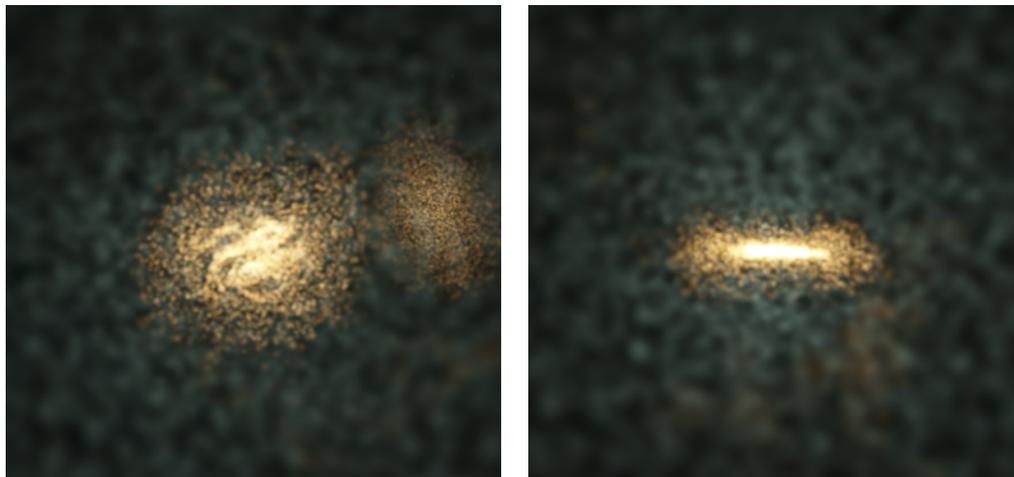


Figura 4.3: Rappresentazione del gas di faccia (a sinistra) e di taglio (a destra) per la galassia generata tramite MUPPI con feedback cinetico ad alta risoluzione. Queste immagini sono state ottenute tramite il codice *splotch*; il lato corrisponde a 17 kpc.

soglia alta risultano essere pressoché prive di gas; inoltre questa componente è presente solo entro i primi 4 kpc fisici dal centro della galassia. A differenza di questi modelli si osserva che MUPPI con feedback cinetico genera delle galassie in cui la componente gassosa è circa il 10 % rispetto a quella stellare; inoltre il profilo di densità superficiale del gas risulta avere una pendenza minore rispetto a quello stellare, perciò nelle zone esterne della galassia queste due quantità diminuiscono ulteriormente il loro scarto, fino a diventare paragonabili per l'implementazione a bassa risoluzione a 13 kpc dal centro della galassia.

4.2.2 Lo stato di rotazione delle galassie

Una galassia a spirale reale si presenta come una struttura a supporto di rotazione; risulta quindi interessante analizzare quali dei nostri modelli generano strutture in rotazione e se l'aumento della risoluzione comporta un miglioramento di questo stato. Si osserva che le galassie ottenute tramite l'implementazione di MUPPI a soglia alta ad entrambe le risoluzioni risultano non essere in rotazione, dal momento che le curve di rotazione non mostrano una dipendenza della velocità tangenziale delle particelle barioniche dalla distanza dal centro della galassia e che l'angolo θ assume valori superiori ai 13° . Per quanto riguarda le galassie che si ottengono tramite

MUPPI a soglia bassa ed il modello efficace coi venti galattici, si osserva che per le implementazioni a bassa risoluzione esse risultano essere solo parzialmente a supporto di rotazione: infatti l'angolo θ è compreso tra 3° e 10° e le curve di velocità evidenziano che solo la componente gassosa rispetta l'andamento tipico di una struttura in rotazione, anche se dopo la fase iniziale di crescita si ha un decremento della curva, che invece dovrebbe restare costante. L'unico modello che, ad entrambe le risoluzioni, genera una galassia in rotazione è MUPPI con feedback cinetico; infatti nel caso a bassa risoluzione si ha una curva di velocità che raggiunge il massimo di circa 300 km/s a 5 kpc dal centro della galassia, mentre con l'implementazione a risoluzione maggiore si ottiene una struttura con una curva di rotazione col massimo di 400 km/s circa per le particelle a 3 kpc di distanza dal centro della galassia. Questo fenomeno evidenzia come in questo ultimo caso la componente barionica condensi eccessivamente al centro della galassia, pur non creando delle strutture compatte come si evidenzia nelle altre implementazioni: infatti la velocità massima delle particelle è eccessiva, dal momento che quella delle galassie realmente osservate è di circa 200 km/s - 250 km/s, mentre nel nostro caso troviamo un valore quasi doppio; inoltre aumentare la risoluzione comportata una diminuzione della distanza a cui viene raggiunto il massimo.

4.2.3 La conservazione del momento angolare

Lo studio della conservazione del momento angolare rappresenta un importante strumento per l'analisi delle galassie a spirale generate tramite simulazioni numeriche dal momento che fino ad ora non si è riuscito ad ottenere un modello in grado di generare galassie che presentano un valore del momento angolare barionico paragonabile a quello delle galassie realmente osservate (vedi la sezione 2.4).

Per analizzare le differenze nella conservazione del momento angolare barionico nelle simulazioni presentate in questo capitolo si è proceduti in due direzioni: si sono confrontati i risultati ottenuti per lo stesso modello a diverse risoluzioni (vedi i grafici da 4.5 a 4.8) e successivamente per diversi modelli alla stessa risoluzione (figure 4.9 e 4.10). In entrambi i casi per quantificare la perdita del momento angolare specifico barionico si considera non il suo valore assoluto ma il rapporto tra esso ed il valore assunto dalla materia oscura al raggio viriale, considerato come valore di riferimento.

L'analisi del momento angolare specifico per la componente barionica evidenzia come generalmente si abbia un miglioramento della conservazione di questa quantità all'aumentare della risoluzione, in accordo con quanto presentato nel lavoro di Governato et al. (2004). In particolare per il modello MUPPI a soglia bassa si osserva che l'aumento dovuto ad una risoluzione

Modello	Δ_L/L	Δ_M/M
MUPPI con soglia bassa	0.56	0.10
MUPPI con soglia alta	-0.30	0.14
MUPPI con feedback cinetico	-0.07	0.12
Modello efficace coi venti galattici	0.95	0.13

Tabella 4.3: Variazione del momento angolare barionico totale e della massa stellare della galassia per lo stesso modello ad alta e bassa risoluzione.

maggiore è piccolo entro i primi 2 kpc dal centro della galassia; per distanze maggiori questa differenza aumenta fino ad essere circa il 5 % e resta costante. Il modello MUPPI con feedback cinetico invece mostra come l'implementazione ad alta risoluzione presenta momento angolare specifico maggiore fino a 8 kpc dal centro della galassia; per distanze maggiori invece il caso a bassa risoluzione presenta una conservazione migliore. Il caso del modello efficace coi venti galattici presenta un deciso aumento di questa quantità per la simulazione ad alta risoluzione; per alcune distanze questo incremento arriva al 10 %. Un caso a parte è rappresentato dall'implementazione di MUPPI con soglia alta: infatti per queste simulazioni si ottiene che il momento angolare specifico barionico assume circa lo stesso valore entro i primi 3 kpc dal centro della galassia, mentre per distanze maggiori domina il caso a risoluzione bassa. Questo è in disaccordo con tutti i risultati precedenti.

Analizzando la variazione del momento angolare barionico totale in termini percentuali per lo stesso modello a diversa risoluzione, si trova inoltre che esso risulta molto variabile tra un modello e l'altro; i risultati sono riportati nella tabella 4.3. Nello svolgere questa indagine tuttavia è necessario sottolineare come variando la risoluzione cambi anche la massa stellare della galassia generata, il che incide sul momento angolare barionico totale; in tabella riportiamo quindi anche la variazione di massa stellare della galassia ottenuta a bassa ed alta risoluzione per i vari modelli. Anche da questa analisi si evidenzia come il modello MUPPI a soglia alta presenti una diminuzione del momento angolare all'aumentare della risoluzione, contrariamente a ciò che avviene negli altri modelli. Si è già osservato come il caso a soglia alta sia una cattiva implementazione di MUPPI, dal momento che genera galassie che non presentano caratteristiche simili a quelle delle galassie reali; questo risultato è perciò in accordo con quanto evidenziato nell'articolo di Pionteck & Steinmetz (2009), nel quale si sostiene che la diminuzione della perdita di momento angolare barionico dipende in primo luogo dalla qualità del feedback implementato, mentre la risoluzione della simulazione gioca un ruolo secondario; infatti questa nostra analisi mostra che l'aumento si un ordine di

grandezza della risoluzione non è sufficiente a migliorare la conservazione del momento angolare barionico. Nel caso di MUPPI a soglia bassa e del modello efficace coi venti galattici, invece, si osserva un aumento rispettivamente del 30% e del 95% del momento angolare barionico a fronte di un aumento della massa della galassia di circa il 10%; da ciò si deduce che le galassie generate tramite questi modelli presentano un miglioramento nella conservazione del momento angolare barionico aumentando la risoluzione, in accordo con quanto presentato nell'articolo di Governato et al. (2004). Infine si osserva che il momento barionico totale della galassia generata da MUPPI con feedback cinetico risente poco dell'aumento della risoluzione, dal momento che ciò ne comporta una leggera diminuzione (7%) a fronte di un aumento della massa della galassia. Questo è dovuto al fatto che nelle regioni più esterne della galassia le particelle barioniche hanno momento angolare maggiore nel caso a bassa risoluzione; tuttavia questo risultato non è sufficiente per concludere che questa particolare implementazione di MUPPI non rispetta i risultati dell'articolo di Governato et al. (2004), dal momento che esso è dettato dal comportamento delle particelle che si trovano a più di 10 kpc dal centro, mentre questo modello è pensato per la descrizione della regione interna di una galassia.

Nelle figure 4.9 e 4.10 riportiamo il rapporto tra il momento angolare specifico barionico e il momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale in funzione della distanza dal centro della galassia per i quattro modelli in esame a risoluzione rispettivamente bassa ed alta. Da questa analisi risulta che il caso in cui si ha maggiore conservazione di questa quantità è MUPPI con feedback cinetico: infatti per i risultati ad alta risoluzione questo modello ha momento angolare barionico normalizzato sempre superiore a quello che si ottiene implementando gli altri modelli, e nella regione esterna della galassia si arriva alla conservazione del 50 % di questa quantità. Per l'analisi a bassa risoluzione invece MUPPI con feedback cinetico presenta un valore maggiore a partire dai 5 kpc dal centro della galassia; per distanze inferiori infatti funziona meglio MUPPI a soglia bassa, anche se l'aumento è di pochi punti percentuali. In entrambi i casi risulta che la simulazione con perdita maggiore di momento angolare barionico normalizzato è MUPPI a soglia alta. L'implementazione di MUPPI a soglia bassa e del modello efficace coi venti galattici mostrano una conservazione del momento angolare barionico simile per l'implementazione sia a bassa che ad alta risoluzione; il primo modello domina nella parte esterna della galassia, a partire da 6 kpc e da 5 kpc rispettivamente nei due casi, mentre MUPPI a soglia bassa mostra una perdita minore del momento angolare barionico nella regione interna della galassia.

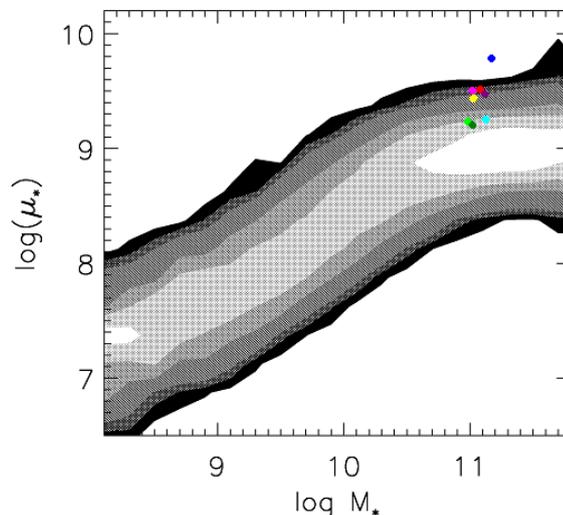


Figura 4.4: Relazione empirica tra la densità superficiale della componente stellare al raggio di metà luce di Petrosian μ_* e la massa stellare della galassia M_* per un insieme di 122808 galassie analizzate tramite la *Sloan Digital Sky Survey*. Ogni variazione di colore corrisponde ad un fattore 2 per la densità di galassie. I punti giallo e rosso corrisponde alla galassia ottenuta tramite MUPPI con soglia bassa rispettivamente a bassa ed alta risoluzione; i punti verde chiaro e scuro per MUPPI con soglia alta a basse ed alta risoluzione; i punti azzurro e blu per MUPPI con feedback cinetico; i punti viola chiaro e scuro per il modello efficace coi venti galattici a risoluzione alta e bassa.

4.2.4 Conclusione

In questo capitolo si sono analizzati i risultati di simulazioni atte a generare delle galassie a spirale, eppure in pochi casi si sono ottenute delle strutture che le ricordano. In particolare il risultato migliore è stato ottenuto tramite il modello MUPPI con feedback cinetico: infatti in questo caso si ha la formazione di strutture che, pur essendo spesse (infatti nell'implementazione ad alta risoluzione la galassia generata ha spessore quasi dieci volte il softening), ricordano un disco, in rotazione, presentano un rapporto in massa tra componente gassosa e stellare paragonabile a quello delle galassie a spirale reali e conservano il momento angolare barionico meglio rispetto alle implementazioni con gli altri modelli. Inoltre nel caso ad alta risoluzione si ha la formazione di bracci a spirale per la componente gassosa, cosa che non si verifica per nessuna delle altre galassie ottenute. Tuttavia si è anche

osservato che la galassia generata tramite questo modello ha una velocità di rotazione superiore a quella attesa e presenta la componente gassosa eccessivamente condensata in corrispondenza del centro della galassia. Questo carattere è presente anche nei risultati ottenuti implementando gli altri modelli, nei quali si osserva che in corrispondenza del centro della galassia si formano strutture di gas molto dense, il che comporta che quasi tutto il gas presente nella galassia sia accumulato entro pochi kpc dal centro della stessa e che vi siano delle deviazioni del profilo di densità superficiale del gas da un andamento esponenziale; perciò le galassie che otteniamo risultano essere affette da problemi di tipo numerico, che non vengono risolti aumentando la risoluzione della simulazione. Il fatto che queste strutture abbiano una larghezza paragonabile con il softening utilizzato è indice del fatto che esse non sono fisiche, ma sono dovute ad effetti numerici spuri: durante la caduta nella buca di potenziale della materia oscura il gas subisce una perdita eccessiva di momento angolare, il che comporta che esso si raggruppi nella zona centrale della struttura.

Si è osservato che la galassia generata tramite l'implementazione ad alta risoluzione del modello efficace coi venti galattici presenta sia una struttura compatta di gas al centro della galassia che una distribuzione della componente gassosa lungo l'asse \hat{z} con due picchi. Dall'analisi svolta nel capitolo precedente si è dedotto che questi due fenomeni sono legati, dal momento che si verificano nelle stesse galassie; la causa può essere attribuita ad uno shock tra il gas dei venti galattici ed il gas freddo che non appartiene alla galassia, fenomeno che con il softening utilizzato non è risolto correttamente.

Escludendo il modello MUPPI con feedback cinetico, le galassie analizzate in questo capitolo risultano essere molto povere di gas. Per quanto riguarda l'implementazione del modello efficace coi venti galattici, ciò può essere giustificato dal fatto che questi venti forniscono energia cinetica alle particelle del gas interstellare permettendo loro di sfuggire al potenziale dell'alone. Nel caso delle implementazioni di MUPPI con differenti soglie di densità per l'entrata in multifase delle particelle di gas, invece, questo fenomeno sembra essere legato alla presenza di molte galassie satellite (vedi le figure in 4.11): il gas durante la fase di collasso cade parte nella buca di potenziale dell'alone principale, parte nelle buche di questi satelliti dove condensa e forma stelle generando così galassie meno massive, perciò la galassia centrale che si genera risulta contenere frazione minore di gas.

Riproponiamo la stessa analisi svolta nel capitolo precedente per identificare il legame tra massa stellare e profilo di densità superficiale della componente stellare di una galassia; definendo M_* la massa stellare di una galassia e $r_{1/2}$ raggio a metà della massa stellare, si considerano i punti che hanno

come ascissa $\log M_*$ e per ordinata

$$\log \mu_* = \log \left(\frac{0.5M_*}{\pi r_{1/2}^2} \right). \quad (4.1)$$

In figura 4.4 riportiamo questi punti sovrapposti al grafico ottenuto per la stessa indagine svolta su un insieme di galassie reali; si osserva che le galassie generate dalle nostre simulazioni appartengono alla parte superiore dei risultati reali, il che è indice del fatto che la componente stellare risulta essere troppo condensata nella parte centrale della galassia.

Si è già sottolineato come uno degli scopi di questa analisi sia studiare il comportamento delle diverse implementazioni di MUPPI per capire come i vari parametri influenzano le galassie che si generano; in questo capitolo si è osservato che l'utilizzo di un valore alto per la soglia di densità dell'entrata in multifase delle particelle di gas comporti la formazione di strutture sferoidali non a supporto di rotazione, mentre un valore basso di questo parametro induce la generazione di galassie più simili ad una galassia a spirale. Questo può essere un indice del fatto che aumentare questa densità di soglia sfavorisce il collasso della materia barionica e la formazione di strutture simili a dischi; anche dall'analisi svolta nel capitolo precedente riguardo alla generazione di galassie nane si era ottenuto un risultato simile.

Il modello che da questa indagine appare generare le galassie che meno assomigliano alle galassie a spirale realmente osservate è MUPPI con soglia alta: infatti da queste simulazioni si formano delle strutture sferoidali non a supporto di rotazione. Inoltre questo modello è quello che conserva peggio il momento angolare barionico ed è l'unico per cui si osserva che un aumento della risoluzione comporta un aumento della perdita di questa quantità, contrariamente a quanto osservato nell'articolo di Governato et al. (2004). Sono perciò necessarie ulteriori indagini per comprendere le origini di questi risultati e come la variazione del valore di densità di soglia per l'entrata in multifase delle particelle di gas influenzi le strutture che si generano.

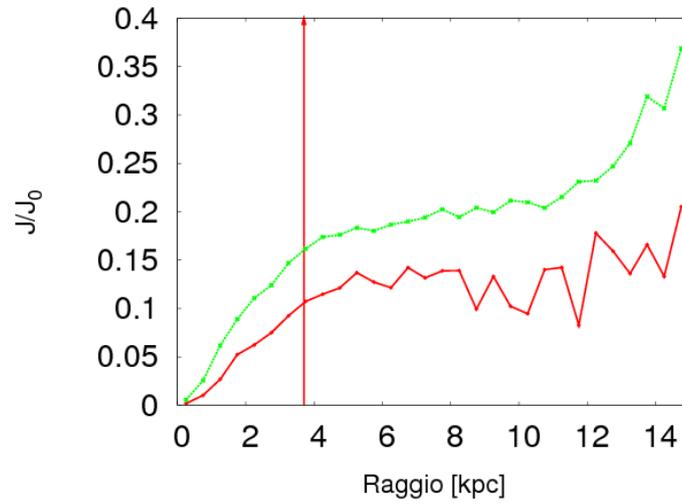


Figura 4.5: Rapporto tra il momento angolare specifico della componente barionica ed il momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale in funzione della distanza dal centro per la galassia ottenuta nelle due implementazioni di MUPPI a soglia bassa. La linea rossa rappresenta il caso a bassa risoluzione, la linea verde ad alta risoluzione. La linea verticale rappresenta il raggio a metà massa barionica della galassia.

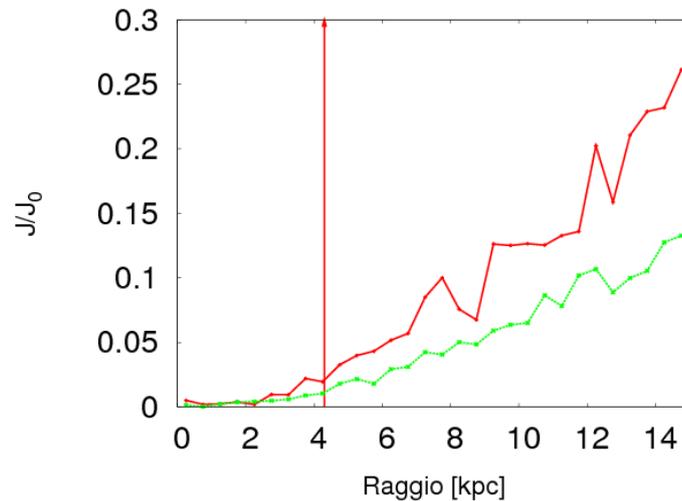


Figura 4.6: Confronto tra il momento angolare specifico barionico conservato nelle implementazioni di MUPPI a soglia alta a diversa risoluzione. La legenda è la stessa presentata in 4.5.

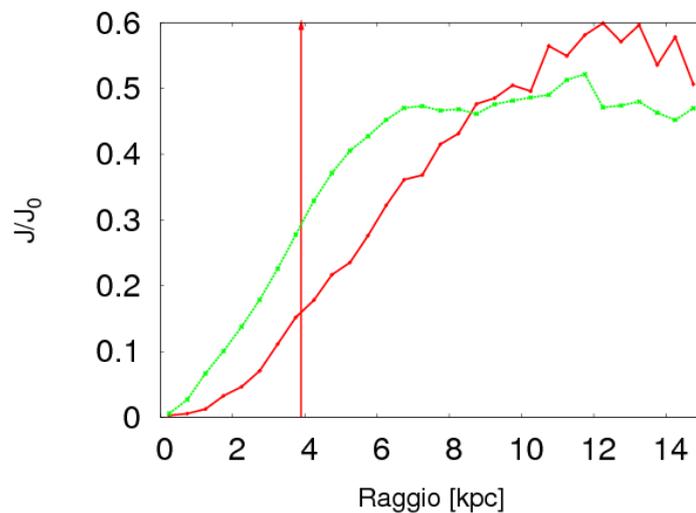


Figura 4.7: Confronto tra il momento angolare specifico barionico conservato nelle implementazioni di MUPPI con feedback cinetico a diversa risoluzione. La legenda è la stessa presentata in 4.5.

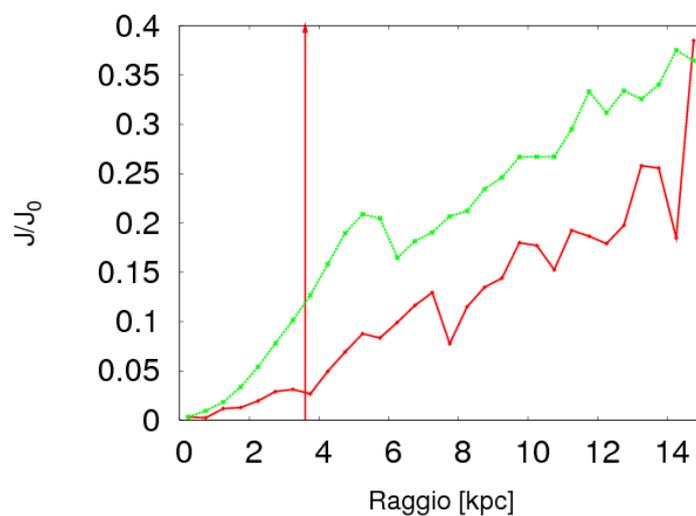


Figura 4.8: Confronto tra il momento angolare specifico barionico conservato nelle implementazioni del modello efficace coi venti cinetici a diversa risoluzione. La legenda è la stessa presentata in 4.5.

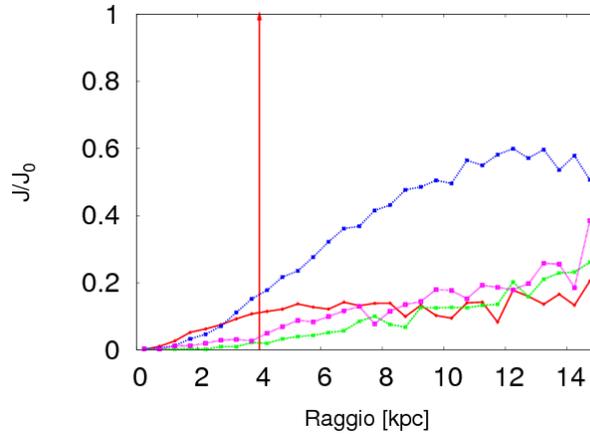


Figura 4.9: Rapporto tra il momento angolare specifico della componente barionica e il momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale in funzione della distanza dal centro per le galassie ottenute nelle implementazioni a bassa risoluzione. La linea rossa rappresenta MUPPI a soglia bassa, la linea verde MUPPI a soglia alta, la linea blu MUPPI con feedback cinetico e la linea viola il modello efficace coi venti galattici. La linea verticale rappresenta il raggio a metà massa barionica della galassia.

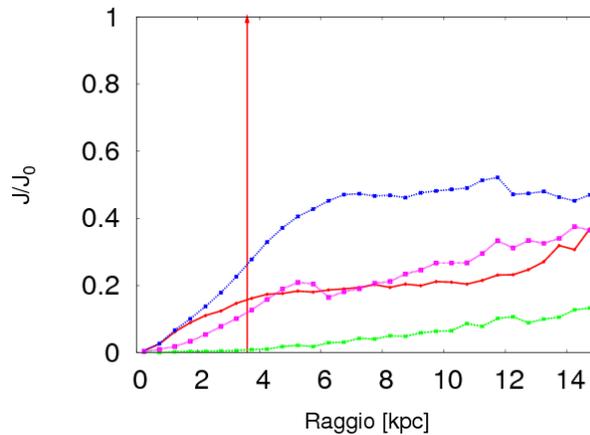
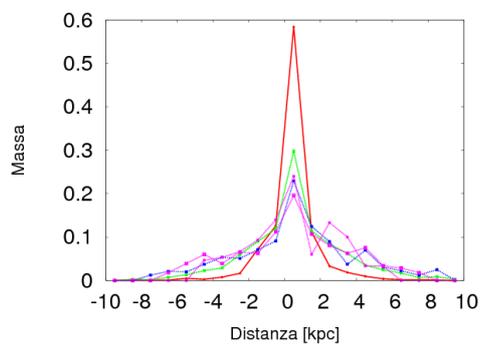
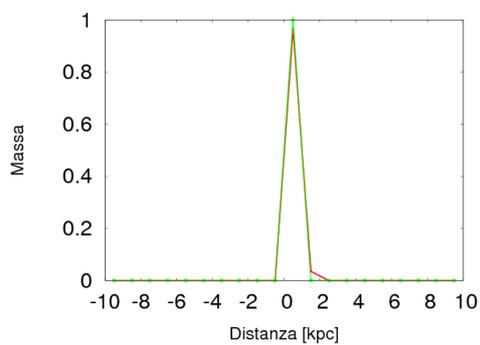
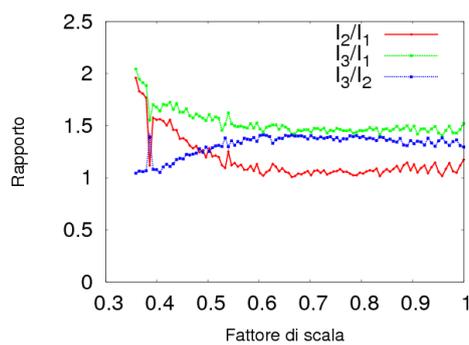
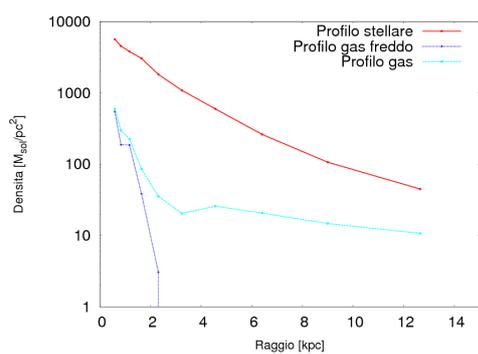
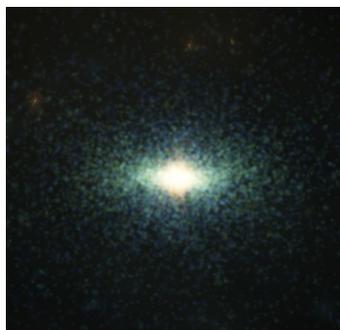
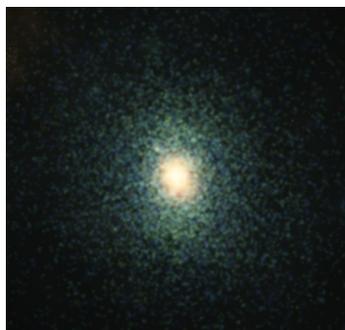


Figura 4.10: Rapporto tra il momento angolare specifico della componente barionica e il momento angolare specifico della materia oscura al raggio viriale in funzione della distanza dal centro per le galassie ottenute nelle implementazioni ad alta risoluzione. La legenda è la stessa presentata in 4.9.



Figura 4.11: Rappresentazione della componente stellare della galassia a spirale e delle galassie satellite attorno nelle implementazioni ad alta risoluzione dei modelli (dall'alto in basso e da sinistra a destra): MUPPI con soglia bassa, MUPPI con soglia alta, MUPPI con feedback cinetico e modello efficace coi venti galattici. Le immagini sono ottenute tramite il codice *splotch*; il lato del quadrato è 240 kpc fisici.



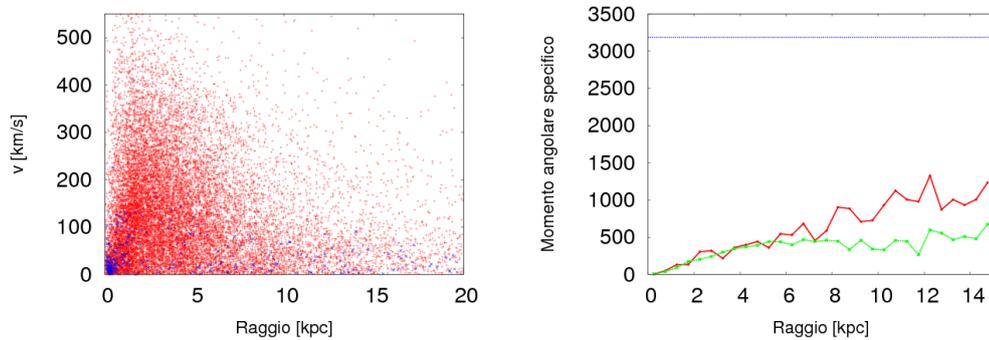


Figura 4.12: Risultati con MUPPI con soglia bassa a bassa risoluzione. I grafici riportati nella pagine precedente ed in questa riportano, dall'alto in basso e da sinistra a destra: la galassia vista di faccia e di taglio; il profilo di densità superficiale per stelle e gas; l'evoluzione del rapporto tra gli autovalori del tensore d'inerzia; la dispersione lungo l'asse \hat{z} di gas e stelle; la curva di rotazione per gas e stelle ed il momento angolare delle componenti barioniche separate e della materia oscura al raggio viriale. Maggiori dettagli sono riportati nella sezione 4.1.

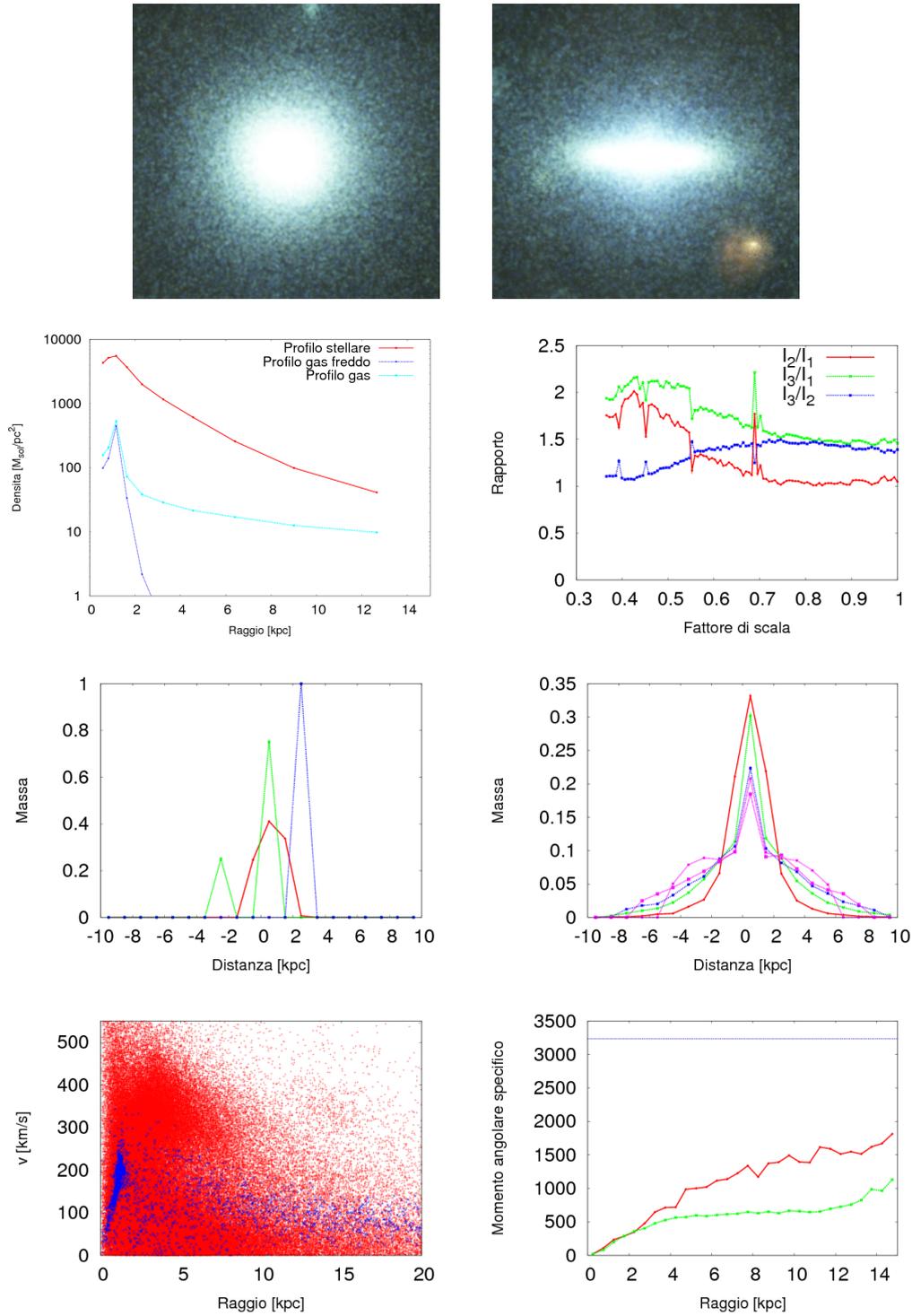


Figura 4.13: Risultati con MUPPI con soglia bassa ad alta risoluzione. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 4.12.

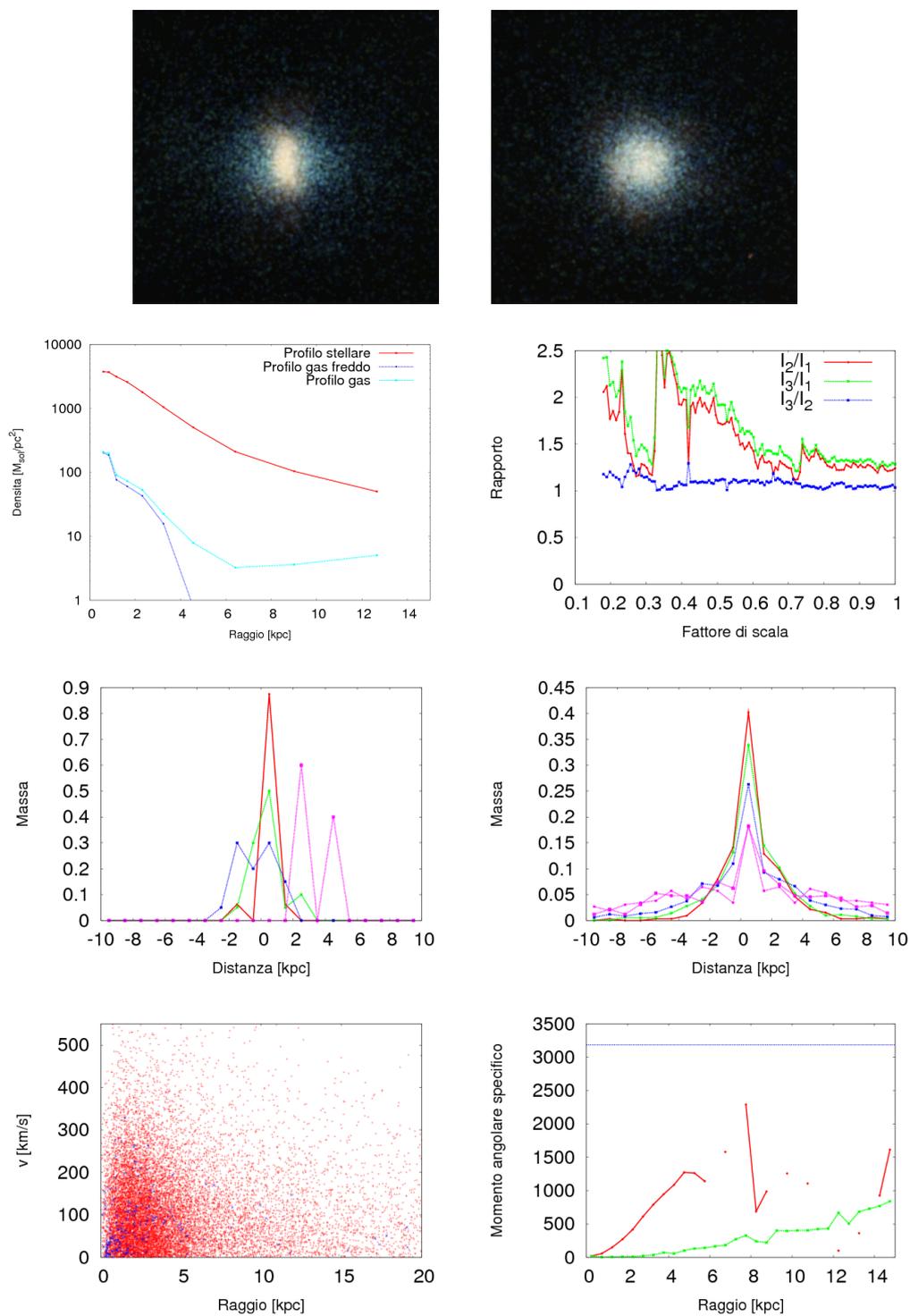


Figura 4.14: Risultati con MUPPI con soglia alta a bassa risoluzione. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 4.12.

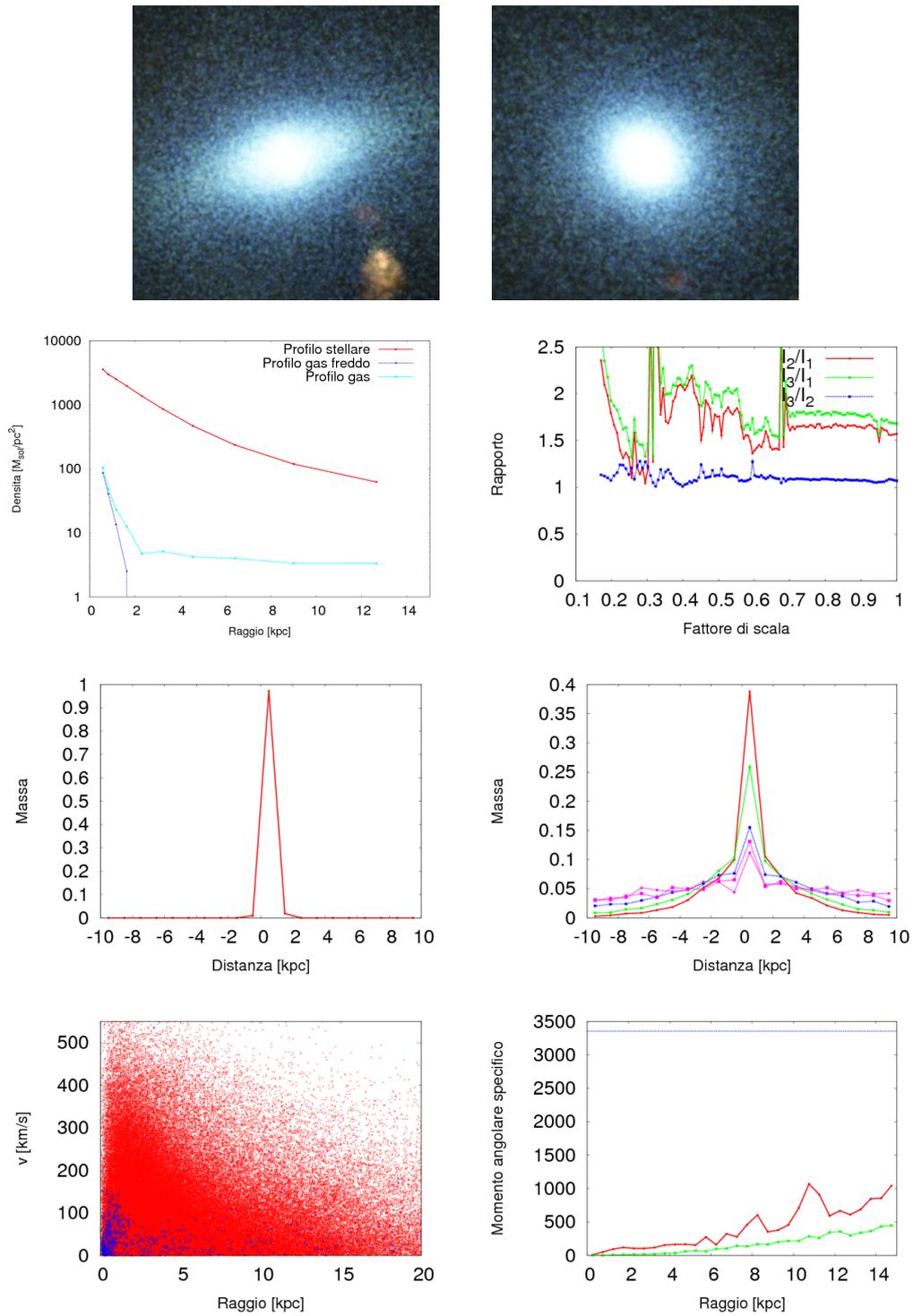


Figura 4.15: Risultati con MUPPI con soglia alta ad alta risoluzione. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 4.12.

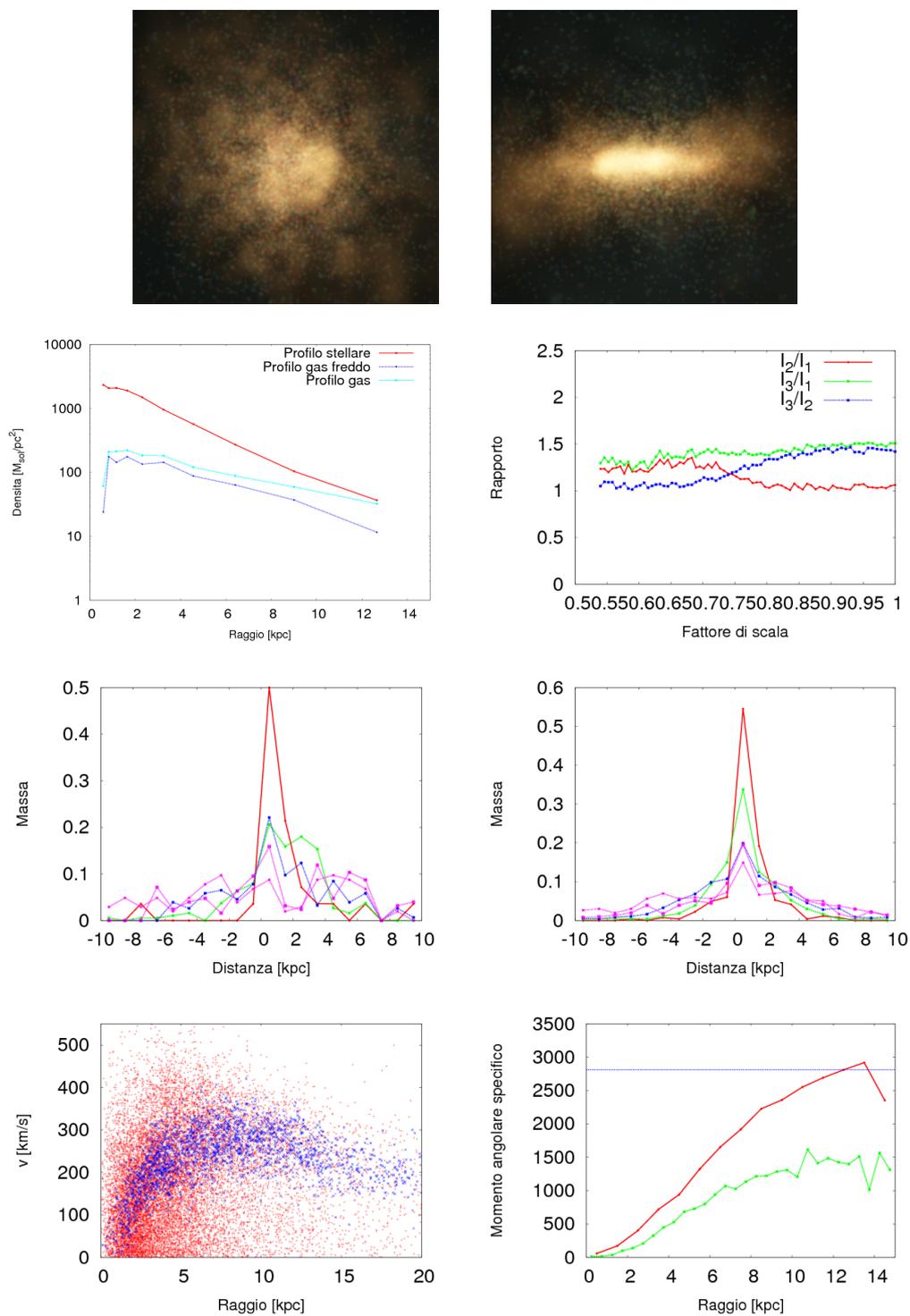


Figura 4.16: Risultati con MUPPI con feedback cinetico a bassa risoluzione. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 4.12.

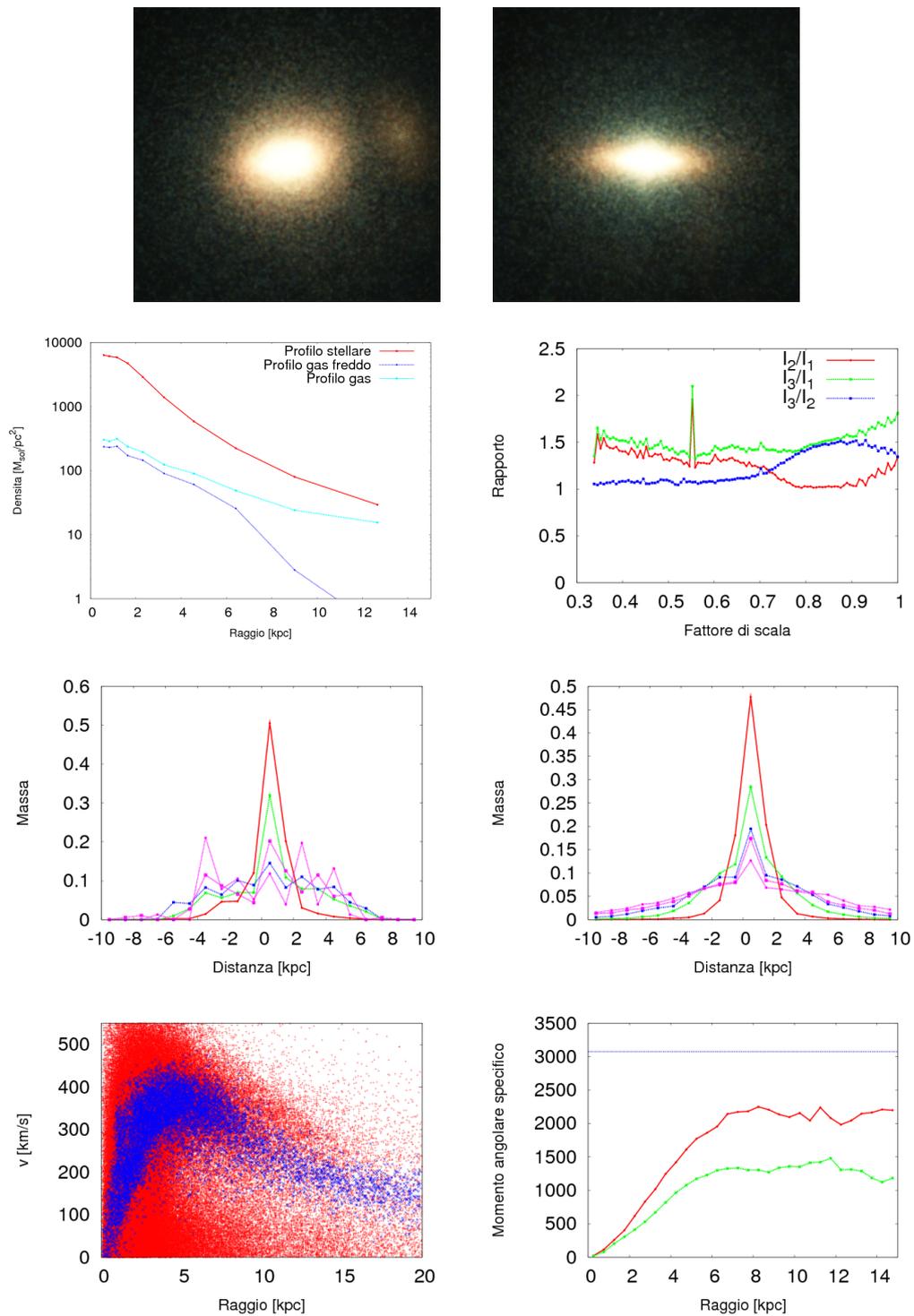


Figura 4.17: Risultati con MUPPI con feedback cinetico ad alta risoluzione. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 4.12.

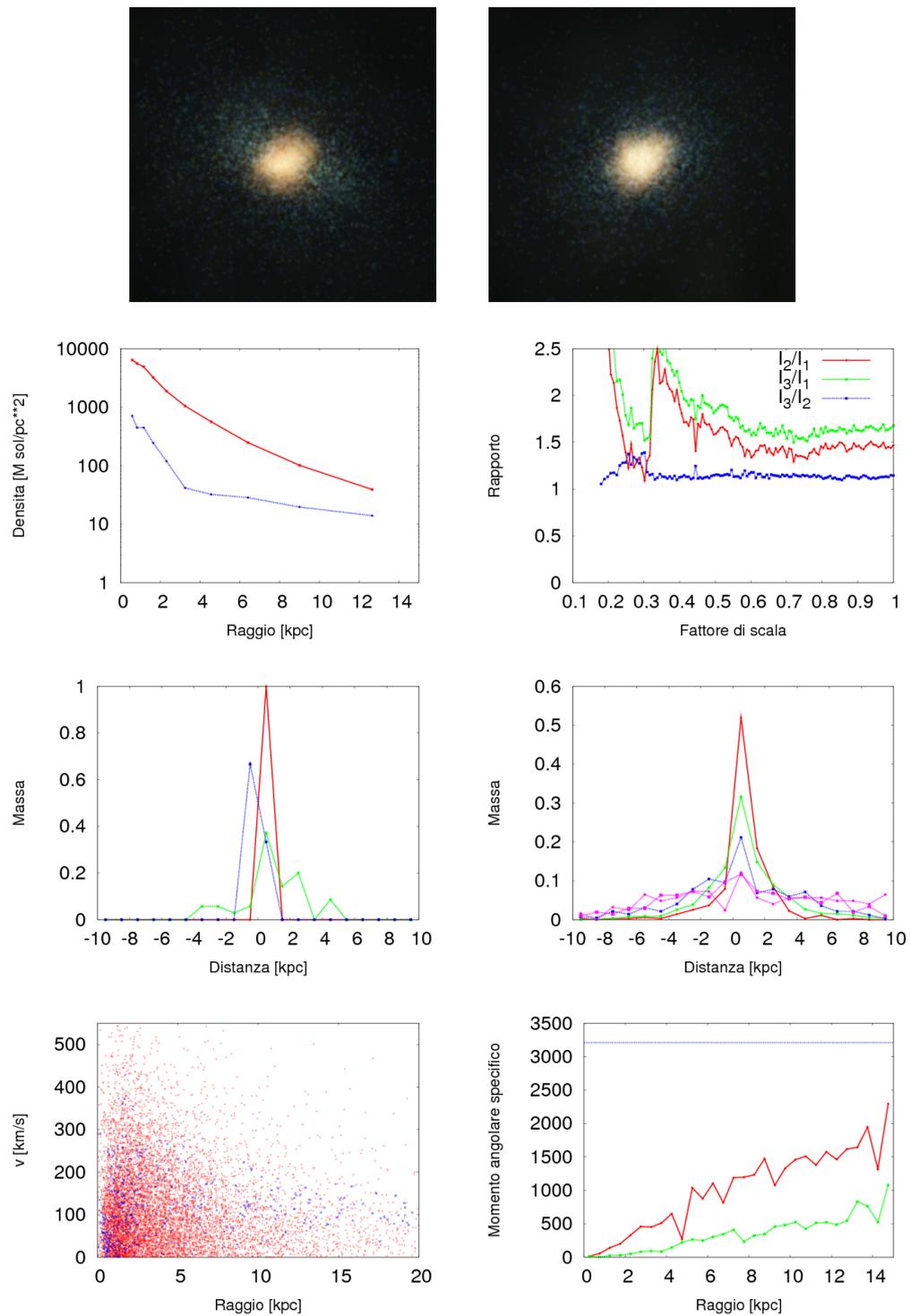


Figura 4.18: Risultati con il modello efficace coi venti galattici a bassa risoluzione. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 4.12.

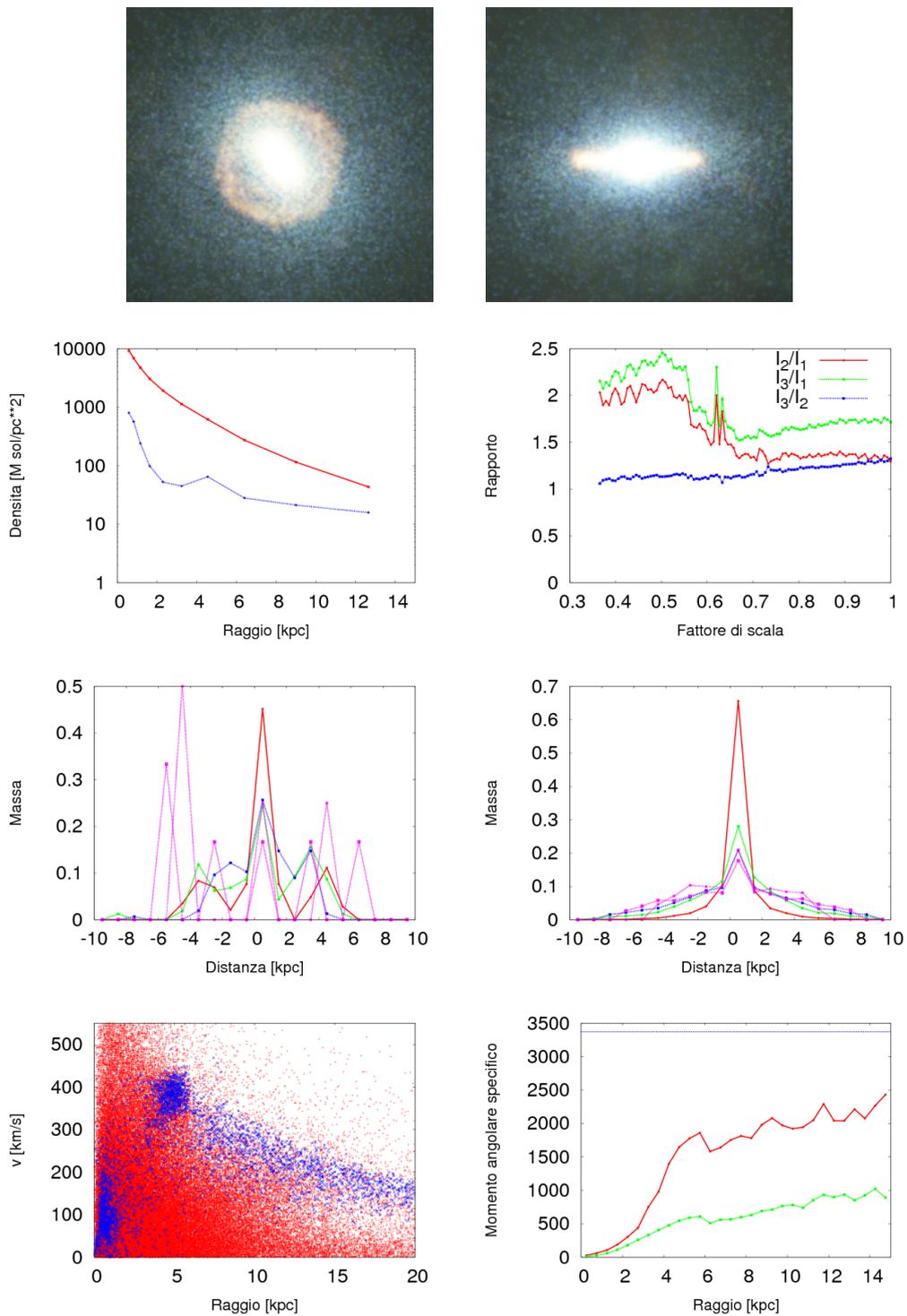


Figura 4.19: Risultati con il modello efficace coi venti galattici ad alta risoluzione. La legenda dei grafici è riportata nella descrizione di 4.12.

Conclusioni

Lo scopo di questo lavoro di tesi era fornire un'analisi degli effetti che diversi modelli numerici di formazione stellare e feedback da supernove hanno sulla generazione di galassie; in particolare ci si è soffermati su varie implementazioni del modello MUPPI (MUlti-Phase Particle Integrator), che al momento è in fase di sviluppo, in modo da comprendere come la variazione di alcuni parametri influenzi la generazione di galassie e l'evoluzione della loro struttura. La parte originale di questa tesi è stata suddivisa in due sezioni: nella prima è analizzata la generazione di galassie nane utilizzando sei diversi modelli, mentre nella seconda si è studiata la formazione di galassie a spirale tramite quattro modelli a due diverse risoluzioni.

Lo scopo delle simulazioni numeriche è l'individuazione di un modello che permetta di generare galassie con caratteristiche simili a quelle delle galassie reali; tuttavia in entrambe le situazioni analizzate le galassie generate presentano delle differenze nella morfologia o nello stato di rotazione rispetto a queste. Inoltre per queste strutture si ha una perdita di momento angolare barionico notevole.

In particolare le galassie da noi ottenute risultano per lo più essere affette da problemi di natura numerica che generano delle strutture di gas compatte in corrispondenza della regione centrale della galassie, con lunghezza paragonabile al softening della simulazione. Per ovviare a questo effetto si sono seguite varie strade, cambiando il tipo di feedback da esplosione di supernove oppure il valore di alcuni parametri critici nei modelli; ciò che si è ottenuto è che sia per la generazione di galassie nane che di galassie a spirale l'implementazione di MUPPI con feedback cinetico risulta essere l'unica simulazione che genera galassie non affette da questo problema. Inoltre tramite questo modello si ha la formazione di galassie che presentano un profilo di densità superficiale stellare e del gas con un andamento che rispecchia quelli real-

mente osservati; anche il valore che questi assumono risulta essere realistico, contrariamente per ciò che accade con gli altri modelli, che generano galassie che risultano essere sovra dense rispetto a quelle osservate.

In questo lavoro si è posta particolare enfasi sullo studio della perdita del momento angolare barionico per le galassie simulate, cercando di comprendere in che modo i vari modelli presentati influenzino la conservazione di questa quantità e la sua dipendenza dalla risoluzione. Nella prima parte dell'indagine si è ricavato che il modello con feedback adiabatico è quello che meglio conserva il momento angolare barionico, mentre per la generazione di galassie a spirale i risultati migliori si ottengono implementando MUPPI con feedback cinetico. Tuttavia si è anche osservato come le simulazioni svolte per la prima parte mirino a generare galassie nane, che non sono necessariamente strutture a supporto rotazionale; non ci si aspettava quindi di osservare una buona conservazione del momento angolare barionico in tutti i casi studiati. Inoltre si è analizzata la dipendenza della conservazione del momento angolare barionico dalla risoluzione per le simulazioni che mirano a generare una galassia a spirale; dai nostri risultati si è ottenuto che in tutti i casi analizzati, tranne il modello MUPPI con soglia alta, l'aumento della risoluzione comporta una diminuzione della perdita di momento angolare, in accordo con quanto osservato nell'articolo di Governato et al. (2004).

Le simulazioni svolte in questa tesi sono basate su vari modelli di formazione stellare e feedback da supernove, tra cui diverse versioni di MUPPI col fine di trovare la sua migliore implementazione e studiare la relazione tra i suoi parametri e le caratteristiche delle galassie che si generano. Dall'analisi svolta si evidenzia come l'aumento del valore della soglia di densità per l'entrata in multifase del gas del mezzo interstellare comporti che le strutture che si formano risultino avere uno spessore maggiore lungo l'asse verticale rispetto al piano galattico e mostrino un minore supporto rotazionale. Si è già osservato (vedi capitolo 3) che l'aumento di questo parametro porta a due fenomeni dagli effetti contrastanti: infatti da una parte sfavorisce la formazione stellare rendendo più selettiva l'entrata delle particelle di gas in multifase; tuttavia ciò favorisce il formarsi di una struttura a disco per il gas freddo, struttura all'interno della quale avviene con maggiore frequenza che le particelle di gas rispettino i criteri per diventare multifase, il che aumenta la formazione stellare ed il relativo feedback da supernove. Dai risultati ottenuti in questa tesi si evince che aumentando la densità di soglia il secondo fenomeno domina; inoltre si è osservato che le galassie generate tramite questo modello non presentano caratteristiche simili a quelle delle galassie reali né per quanto riguarda la morfologia né per lo stato di rotazione; questa particolare implementazione di MUPPI è quindi da scartare, in quanto non premette la formazione di strutture realistiche. Tale risultato è stato correla-

to anche al fatto che per questo modello l'aumento della risoluzione peggiora la conservazione del momento angolare barionico; in base ai risultati riportati nell'articolo di Piontek & Steinmetz (2009) infatti in un modello con un cattivo feedback aumentare la risoluzione non necessariamente comporta un aumento del momento barionico conservato, similmente a quanto osservato nel nostro caso.

L'implementazione di MUPPI che presenta i risultati migliori, anche rispetto a ciò che si ottiene tramite gli altri modelli, è quello con feedback cinetico: infatti in questo caso le galassie che si generano non presentano le strutture di gas condensato nella parte centrale, contrariamente a quanto avviene nelle altre simulazioni. Inoltre le galassie nane che vengono generate nella prima parte del lavoro sono quelle che più si avvicinano a quelle realmente osservate (vedi il grafico 3.34), mentre nella seconda parte il modello MUPPI con feedback cinetico è l'unico a generare galassie con una frazione di gas rispetto alla componente stellare in accordo con quanto si ottiene dai dati osservativi; inoltre solo con questo modello ad alta risoluzione si osserva la formazione di strutture simili a bracci a spirale per la componente gassosa. Infine nella formazione di galassie a spirale si è osservato che questo modello è l'unico a non presentare una proliferazione di galassie satellite, un tipico effetto numerico spurio che si è osservato negli altri casi analizzati.

In conclusione, i risultati presentati in questa tesi permettono di affermare che le galassie generate tramite simulazioni numeriche che implementano i modelli di formazione stellare e feedback da supernove descritti sono affette dai problemi tipici per questo tipo di analisi, quali la perdita del momento angolare barionico, l'overcooling, la presenza di strutture di gas dense al centro della galassia e una sovra produzione di galassie satellite. Si è inoltre riscontrato che il modello MUPPI con feedback cinetico presenta i risultati migliori sotto ognuno di questi aspetti, generando galassie che assomigliano a quelle reali. Questa analisi ha anche permesso di scartare l'implementazione a soglia alta per MUPPI, dal momento che essa genera galassie che non hanno caratteristiche in comune con le galassie reali.

I dati presentati in questa tesi costituiscono un punto di partenza per future indagini, in particolare possono essere utilizzati per identificare la migliore implementazione di MUPPI. Per far questo sarebbe interessante studiare non solo altre possibili implementazioni, per esempio per valori differenti dei parametri della simulazione, ma anche analizzare le galassie che si generano a risoluzioni maggiori. Inoltre il passo successivo nello sviluppo di questo modello sarà rappresentato dall'introduzione dell'evoluzione chimica del gas interstellare e dalla sua implementazione all'interno del codice GADGET-3, che rappresenta un sostanziale miglioramento dal punto di vista del calcolo numerico rispetto alla seconda versione da noi utilizzata. Sarebbe inoltre

interessante studiare nel dettaglio come varia la conservazione del momento angolare barionico al variare della risoluzione della simulazione per i vari modelli presentati, osservando se per ciascuno di essi esiste un valore di soglia per la risoluzione al di sopra della quale i miglioramenti sono minimi oppure se con questo metodo si raggiunge la conservazione ideale di momento angolare barionico; questa analisi permetterebbe di determinare se e per quali modelli è sufficiente utilizzare un'adeguata risoluzione oppure se e quanto gli altri fenomeni in gioco, quali ad esempio la descrizione del feedback, influenzano questa quantità.

Appendice A

Il redshift cosmologico

I modelli cosmologici relativistici che vengono utilizzati nel modello standard Λ CDM si basano su due assunzioni di fondo, supportate da evidenze sperimentali, che costituiscono il cosiddetto principio cosmologico; esso ipotizza che lo spazio sia

- omogeneo, cioè invariante per traslazioni;
- isotropo, cioè invariante sotto rotazioni (equivale ad affermare che l'universo appare lo stesso in ogni direzione si guardi).

Se vale l'isotropia in almeno due punti, si ha che automaticamente l'ipotesi di omogeneità è rispettata. Questo principio si applica su grandi scale, dove con grandi si intende tali per cui le variazioni locali di densità di materia sono mediamente nulle. Una prima conseguenza di queste assunzioni è che in un universo omogeneo non esistono punti privilegiati; per questo motivo il principio cosmologico è noto anche col nome di principio copernicano. Da queste considerazioni è inoltre possibile ricavare l'espressione dello spazio tempo per il nostro universo, chiamata metrica di Robertson-Walker (da qui in poi RW):

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left\{ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi^2) \right\}, \quad (\text{A-1})$$

con ds separazione nello spazio tempo a quattro dimensioni di due eventi, t , r , θ e ϕ coordinate dello spazio tempo, $a(t)$ fattore di scala, cioè una misura dell'estensione dell'universo, normalizzata a 1 per l'epoca attuale e k parametro che indica la curvatura dell'universo ($k < 0$ indica un universo aperto, $k = 0$ uno piatto, $k > 0$ uno chiuso). Tramite l'analisi di questa

metrica è possibile ricavare molte proprietà dell'universo, come ad esempio la legge di Hubble (cfr Carroll, 2004); in questa appendice ci occuperemo di dimostrare la presenza di un redshift cosmologico per un universo descritto dalla metrica di RW.

Consideriamo il caso di un universo piatto ($k = 0$); supponiamo che un osservatore A posizionato in $r = 0$ emetta radialmente (in modo che $d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi^2 = 0$) un fotone al tempo $t = t_A$, ricevuto nel punto $r = r_B$ nell'istante $t = t_B$. Dal momento che per i fotoni $ds^2 = 0$, si ottiene

$$dt^2 - a^2(t)dr^2 = 0 \quad \Rightarrow \quad \int dr = \int \frac{dt}{a(t)}, \quad (\text{A-2})$$

da cui

$$r_B = \int_{t_A}^{t_B} \frac{dt}{a(t)}. \quad (\text{A-3})$$

Se ora da A all'istante $t = t_A + \Delta t_A$ viene emesso un secondo fotone ricevuto in B all'istante $t = t_B + \Delta t_B$, il risultato precedente diventa

$$r_B = \int_{t_A}^{t_B} \frac{dt}{a(t)} + \int_{t_B}^{t_B + \Delta t_B} \frac{dt}{a(t)} - \int_{t_A}^{t_A + \Delta t_A} \frac{dt}{a(t)} \simeq r_B + \frac{\Delta t_B}{a(t_B)} - \frac{\Delta t_A}{a(t_A)}, \quad (\text{A-4})$$

da cui

$$\frac{\Delta t_B}{\Delta t_A} \simeq \frac{a(t_B)}{a(t_A)}. \quad (\text{A-5})$$

Immaginiamo ora di aver emesso non due fotoni, ma uno solo con lunghezza d'onda Δt_A ; dal momento che il parametro di redshift z è definito come

$$z \equiv \frac{\lambda_B - \lambda_A}{\lambda_A} = \frac{\nu_A}{\nu_B} - 1, \quad (\text{A-6})$$

con ν_A frequenza del fotone emesso e ν_B frequenza del fotone ricevuto, si ottiene

$$z = \frac{a(t_B)}{a(t_A)} - 1. \quad (\text{A-7})$$

In un universo in espansione si ha che tra il tempo di emissione dei fotoni e quello di rilevamento il fattore di scala aumenta; di conseguenza

$$z > 0 \quad \Rightarrow \quad \lambda_B > \lambda_A; \quad (\text{A-8})$$

la lunghezza d'onda di un fotone risulta quindi allungata tra l'istante in cui viene emesso e quello in cui è ricevuto; questo fenomeno è denominato redshift cosmologico.

Appendice B

La teoria lineare delle perturbazioni

Per analizzare la formazione delle strutture cosmiche è necessario disporre di un apparato teorico che descriva l'evoluzione delle perturbazioni per il campo di densità di materia oscura e barionica; in questa appendice presentiamo la teoria lineare delle perturbazioni (cfr Peacock, 1999), che è una teoria di tipo euleriano, cioè che mira a caratterizzare i campi delle varie quantità fisiche in gioco. Questa particolare teoria è applicabile se valgono le condizioni

- le perturbazioni δ nel campo di densità sono piccole: $\delta \ll 1$;
- la velocità delle particelle è piccola; questa condizione viene quantificata tramite la disuguaglianza

$$\left(\frac{|\mathbf{v}|T}{d}\right) \ll \delta, \quad (\text{B-1})$$

con \mathbf{v} velocità, T età dell'universo e d dimensione della perturbazione.

Si consideri un fluido autogravitante in un background in espansione e supponiamo di essere in un regime per cui è sufficiente la meccanica newtoniana, il che equivale a considerare situazioni con campi gravitazionali deboli, in cui le perturbazioni sono molto minori dell'orizzonte e le distanze scala risultano essere molto maggiori del più piccolo raggio di Schwarzschild¹ degli oggetti compatti.

Dal momento che il fluido cosmologico evolve in un background in espansione, si ha che la coordinata propria $\mathbf{x}(t)$ è legata alla coordinata comovente

¹Dato un oggetto di massa M , il raggio di Schwarzschild rappresenta il raggio limite al di sotto del quale l'oggetto è un buco nero. Nella formulazione relativistica, esso equivale a $r_s = \frac{GM}{c^2}$, con c velocità della luce e G costante gravitazionale.

$\mathbf{r}(t)$ tramite la relazione

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{r}(t)a(t), \quad (\text{B-2})$$

con $a(t)$ fattore di scala dell'universo. Derivando sul tempo si ottiene per la velocità propria del fluido

$$\dot{\mathbf{x}}(t) = \dot{a}\mathbf{r} + a\dot{\mathbf{r}} = H(t)\mathbf{x} + \mathbf{v}, \quad (\text{B-3})$$

con $H(t) = \dot{a}/a$ costante di Hubble e $\mathbf{v} = a(t)\mathbf{u}$ velocità peculiare del fluido cosmologico. Inoltre la condizione di background in espansione impone anche che le derivate spaziali diventino

$$\vec{\nabla}_x = \frac{1}{a}\vec{\nabla}_r = \frac{1}{a}\vec{\nabla}. \quad (\text{B-4})$$

Le equazioni che descrivono lo stato del fluido cosmologico nelle coordinate proprie sono

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -(\vec{\nabla}_x \cdot \rho)\mathbf{v} \quad (\text{B-5})$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \vec{\nabla}_x)\mathbf{v} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}_x p - \vec{\nabla}_x \Phi \quad (\text{B-6})$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho \quad (\text{B-7})$$

con ρ campo di densità, \mathbf{v} campo di velocità, p campo di pressione e Φ potenziale gravitazionale. La prima equazione corrisponde all'equazione di continuità, la seconda all'equazione di Eulero e la terza all'equazione di Poisson. Definiamo un campo delle fluttuazioni $\delta = \delta(\mathbf{x}, t)$ come

$$\delta(\mathbf{x}, t) = \frac{\rho(\mathbf{x}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)}, \quad (\text{B-8})$$

con $\bar{\rho}(t)$ media spaziale del campo di densità. Consideriamo ora il set di equazioni per l'evoluzione di campi perturbati, con $\delta\Phi$ e δp rispettivamente potenziale perturbato e campo di pressione perturbato; utilizzando la condizione B-4 e le definizioni B-8 e B-3 si ottiene

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = -\vec{\nabla}(1 + \delta)\mathbf{u} \quad (\text{B-9})$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + 2H\mathbf{u} + (\mathbf{u}\vec{\nabla})\mathbf{u} = \frac{\vec{\nabla}(\delta\Phi)}{a^2} - \frac{1}{\bar{\rho}a^2}\vec{\nabla}(\delta p) \quad (\text{B-10})$$

$$\nabla^2(\delta\Phi) = 4\pi G\bar{\rho}a^2\delta \quad (\text{B-11})$$

Passando allo spazio di Fourier, il campo di fluttuazioni diventa

$$\delta(\mathbf{x}, t) = \sum_{\mathbf{k}} \hat{\delta}_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}), \quad (\text{B-12})$$

con $\hat{\delta}_{\mathbf{k}}$ coefficiente dello sviluppo. Il set di equazioni diventa in questo spazio

$$\frac{\partial \hat{\delta}_{\mathbf{k}}}{\partial t} + i\mathbf{k}\hat{u}_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}'} i\hat{\delta}_{\mathbf{k}}(\mathbf{k}\hat{u}_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}) = 0 \quad (\text{B-13})$$

$$\frac{\partial \hat{u}_{\mathbf{k}}}{\partial t} + 2H\hat{u}_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}'} i[\hat{u}_{\mathbf{k}'}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')] \hat{u}_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'} = \frac{i\mathbf{k}}{a^2} \delta\Phi_{\mathbf{k}} + \frac{i\mathbf{k}}{\bar{\rho}a^2} \delta\hat{p}_{\mathbf{k}} \quad (\text{B-14})$$

$$\delta\Phi_{\mathbf{k}} + 4\pi G\bar{\rho}\hat{\delta}_{\mathbf{k}} \frac{1}{|\mathbf{k}|^2} = 0 \quad (\text{B-15})$$

con $\hat{u}_{\mathbf{k}}$, $\delta\hat{p}_{\mathbf{k}}$ e $\Phi_{\mathbf{k}}$ coefficienti dello sviluppo di Fourier rispettivamente per la velocità \mathbf{u} , per il campo di pressione perturbata δp e per il potenziale gravitazionale perturbato $\delta\Phi$. Introduciamo ora l'ipotesi di linearizzazione trascurando i termini del tipo $\hat{u} \cdot \hat{u}$ oppure $\hat{\delta} \cdot \hat{u}$; i termini che accoppiano \mathbf{k} e \mathbf{k}' sono tutti del secondo ordine, quindi in questa approssimazione i modi sono tutti indipendenti. Derivando la prima equazione rispetto al tempo e sostituendo $\partial\hat{u}/\partial t$ e $\delta\Phi$ dalla seconda e terza equazione, si ottiene la condizione

$$\ddot{\delta}_{\mathbf{k}} + 2H\dot{\delta}_{\mathbf{k}} + \left(\frac{v_s^2 k^2}{a^2} - 4\pi G\bar{\rho} \right) \delta_{\mathbf{k}} = 0, \quad (\text{B-16})$$

con $v_s = \partial p / \partial \rho$ velocità del suono nel mezzo. La crescita delle perturbazioni in teoria lineare si ottiene quindi risolvendo questa equazione a seconda dei parametri cosmologici selezionati. Se siamo in presenza di un fluido in un background non in espansione ($H=0$), la soluzione sarà data da

$$\delta_{\mathbf{k}}(t) = \delta_{\mathbf{k}}(0)e^{i\omega t}, \quad (\text{B-17})$$

con $\omega^2 = k^2 v_s^2 / a^2 - 4\pi G\bar{\rho}$; si ha perciò che le perturbazioni hanno soluzione di tipo oscillante se $\omega^2 < 0$, mentre se $\omega^2 > 0$ la soluzione è instabile. Il caso $\omega^2 = 0$ equivale a considerare una perturbazione su una scala $\lambda = 2\pi a/k$ uguale alla scala di Jeans $\lambda_j = v_s \sqrt{\pi/G\rho}$.

Se siamo in un background con $H \neq 0$, l'espansione si contrappone all'instabilità, modulandola. Se si considera un fluido cosmologico formato da materia oscura e materia barionica in un universo dominato dalla radiazione si ottiene (vedi il testo Peacock, 1999 per i dettagli del calcolo) che le perturbazioni crescono come

$$\delta(\mathbf{x}, t) = A(\mathbf{x})D_+(t) + B(\mathbf{x})D_-(t), \quad (\text{B-18})$$

con $A(\mathbf{x})$ e $B(\mathbf{x})$ funzioni delle coordinate, $D_+(t)$ e $D_-(t)$ rispettivamente fattore di crescita e smorzamento delle perturbazioni. All'interno di questa

tesi il fattore $D_+(t)$ è stato ribattezzato $D(t)$, dal momento che si studiano esclusivamente situazioni in cui le perturbazioni aumentano.

Consideriamo ora il caso particolare di un fluido di materia oscura in un universo di Einstein De Sitter dominato dalla materia; in questa cosmologia si ha $a(t) \propto t^{2/3}$ e $H = 2/3t$. Poiché il fluido di cui analizziamo le perturbazioni è non collisionale, composto da materia oscura fredda e presenta un flusso di tipo laminare (le traiettorie delle particelle non si intersecano) si ha che il termine di pressione è nullo, perciò l'equazione B-16 diventa

$$\ddot{\delta}_{\mathbf{k}} + \frac{4}{3t}\dot{\delta}_{\mathbf{k}} - \frac{2}{3t^2}\delta_{\mathbf{k}} = 0. \quad (\text{B-19})$$

Risolvendo questa equazione si ottiene per i fattori di crescita e smorzamento:

$$D_+(t) \propto t^{2/3} \quad (\text{B-20})$$

$$D_-(t) \propto t^{-1} \quad (\text{B-21})$$

$$(\text{B-22})$$

Ciò implica che fattore di crescita delle perturbazioni $D_+(t)$ risulta avere lo stesso andamento del fattore di scala dell'universo.

Appendice C

L'approssimazione di Zeldovich

Lo studio dell'evoluzione delle strutture cosmiche può essere affrontato con due approcci diversi: euleriano, presentato nell'appendice B, e lagrangiano. Il primo mira a caratterizzare i campi delle varie quantità in gioco (densità, pressione, temperatura,...) attribuendo ad ogni punto dello spazio il loro valore, mentre le tecniche lagrangiane discretizzano il fluido cosmologico e seguono l'evoluzione delle singole particelle di massa. In entrambi i casi per poter descrivere la formazione delle strutture in maniera analitica è necessario ricorrere ad approssimazioni: per le tecniche euleriane si ipotizza che le perturbazioni del campo di densità siano piccole, mentre per il metodo lagrangiano una delle soluzioni più adottate è l'approssimazione di Zeldovich, che permette di studiare il moto delle particelle di massa se i loro spostamenti sono piccoli.

In un universo con densità uniforme $\bar{\rho}(t)$ la traiettoria lagrangiana $\mathbf{r}(t)$ di una particella sarà legata alla sua posizione iniziale \mathbf{q} dalla relazione:

$$\mathbf{r}(t) = a(t)\mathbf{q} \quad (\text{C-1})$$

con $a(t)$ fattore di scala dell'universo. Se sono presenti delle perturbazioni del campo di densità, allora ricorrendo ad un'approssimazione lineare per la crescita di queste perturbazioni l'approssimazione di Zeldovich ipotizza l'aggiunta di un termine separabile in t e \mathbf{q} :

$$\mathbf{r}(t) = a(t)\mathbf{x}(t) = a(t)[\mathbf{q} + g(t)\mathbf{p}(\mathbf{q})], \quad (\text{C-2})$$

dove $\mathbf{x}(t)$ esprime la coordinata comovente euleriana e $g(t)$ funzione del tempo. Vediamo come evolve il campo di densità in questa approssimazione; dalla conservazione della massa si ha $\bar{\rho}(t = 0)d^3\mathbf{q} \equiv \bar{\rho}_0 d^3\mathbf{q} = \rho(\mathbf{r}, t)d^3\mathbf{r}$ da

cui si ricava per il campo di densità:

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \bar{\rho}_0 \det(\partial q_i / \partial r_j) = \frac{\bar{\rho}_0 / a^3}{\det(\partial q_i / \partial x_j)} = \frac{\bar{\rho}}{\det(\hat{\delta}_{ij} + g(t) \partial p_i / \partial q_j)}, \quad (\text{C-3})$$

con $\hat{\delta}_{ij}$ delta di Kronecker. Espandendo lo jacobiano al primo ordine in $g(t)\mathbf{p}(\mathbf{q})$ si ottiene

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = \frac{\rho - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} = -g(t) \nabla_{\mathbf{q}} \mathbf{p}. \quad (\text{C-4})$$

Dalla teoria lineare, utilizzando la definizione di $\delta(\mathbf{x})$ all'istante iniziale fornita in 2.1, si ha

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = D(t) \delta(\mathbf{x}) = D(t) \sum_{\mathbf{k}} \delta_{\mathbf{k}} \exp[i\mathbf{k}(\mathbf{x} + D(t)\mathbf{p}(\mathbf{q}))], \quad (\text{C-5})$$

con $D(t)$ fattore di crescita delle perturbazioni in regime lineare (vedi l'appendice B) e dove nell'ultima uguaglianza si è passati allo spazio di Fourier. Se si identificano $D(t)$ e $g(t)$ e si pone

$$\mathbf{p}(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{k}} \frac{i\mathbf{k}}{k^2} \delta_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{q}) \quad (\text{C-6})$$

si ottiene che l'approssimazione di Zeldovich C-2 riproduce il risultato della teoria lineare per la crescita delle perturbazioni. L'equazione C-6 può essere scritta nella forma

$$\mathbf{p}(\mathbf{q}) = \nabla_{\mathbf{q}} \Phi_0(\mathbf{q}), \quad (\text{C-7})$$

dove abbiamo definito la grandezza

$$\Phi_0(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{k}} \frac{\delta_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{q})}{k^2}. \quad (\text{C-8})$$

Considerando la divergenza di $\mathbf{p}(\mathbf{q})$ si ottiene:

$$\nabla_{\mathbf{q}} \mathbf{p} = \nabla^2 \Phi_0 = - \sum_{\mathbf{k}} \delta_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{q}) = - \frac{\rho - \bar{\rho}}{\bar{\rho} D(t)}. \quad (\text{C-9})$$

Usando l'equazione di Einstein $\ddot{a} = -(4\pi G \bar{\rho} a)/3$ si ricava

$$\nabla^2 \Phi_0 = \frac{4\pi G a^2 (\rho - \bar{\rho})}{3a D(t) \ddot{a}}; \quad (\text{C-10})$$

l'equazione per il potenziale gravitazionale ϕ in un universo perturbato è $\nabla^2 \phi = 4\pi G a^2 (\rho - \bar{\rho})$, perciò Φ_0 è proporzionale al potenziale gravitazionale

per la teoria lineare, mentre $\mathbf{p}(\mathbf{q})$ sarà proporzionale al campo di velocità peculiari, sempre per la teoria lineare.

Deriviamo rispetto al tempo entrambi i membri dell'equazione C-2, che rappresenta l'approssimazione di Zeldovich; si ottiene per la velocità

$$\mathbf{v}(t) = a(t)\dot{\mathbf{x}} = a(t)\dot{D}\mathbf{p}(\mathbf{q}); \quad (\text{C-11})$$

Se consideriamo $D(t)$ come coordinata temporale, un'ulteriore derivata sarebbe nulla perciò, definendo un opportuno \mathbf{v}_0 , la traiettoria delle coordinate comoventi euleriane può essere equiparata a quella di particelle soggette ad un moto rettilineo uniforme; questo implica che la gravità agisce solo all'inizio, quando la particella si trova in \mathbf{q} , dopodiché scompare. Ciò evidenzia subito un limite dell'approssimazione di Zeldovich: essa non vale nella situazione di shell crossing, cioè quando due particelle incrociano le loro traiettorie allo stesso istante; in questo caso infatti la mappatura tra \mathbf{x} e \mathbf{q} non è più univoca.

Un altro risultato interessante di questa approssimazione è la previsione di una struttura che ricalca la struttura a grande scala dell'universo: definiamo il tensore di deformazione come

$$T_{ij} = \frac{\partial p_i}{\partial q_j}; \quad (\text{C-12})$$

con autovalori $-\lambda_k$ e inseriamo questa definizione nell'equazione C-3; si ottiene

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \frac{\bar{\rho}(t)}{(1 - D(t)\lambda_1(\mathbf{q}))(1 - D(t)\lambda_2(\mathbf{q}))(1 - D(t)\lambda_3(\mathbf{q}))}. \quad (\text{C-13})$$

Per un fattore di crescita delle perturbazioni $D(t)$ positivo, gli autovalori positivi indicheranno un collasso, quelli negativi espansione. In una regione sovradensa la densità diverge se si verifica $D(t) = \lambda_k^{-1}$ per un certo autovalore, poniamo λ_1 ; questa situazione equivale alla shell crossing, che si può interpretare anche come collasso gravitazionale. Sono possibili tre casi:

- $\lambda_1 \neq \lambda_2$ e $\lambda_1 \neq \lambda_3$. Questa situazione equivale ad un collasso in una dimensione lungo il versore che corrisponde a λ_1 ; il risultato è una struttura tipo pancake.
- se $\lambda_1 = \lambda_2 \neq \lambda_3$ si ha l'equivalente di un collasso in due dimensioni lungo i versori di λ_1 e λ_2 , ottenendo una struttura filamentare.
- $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3$ genera un collasso in tre dimensioni, creando un nodo.

L'approssimazione di Zeldovich viene inserita nelle simulazioni numeriche per determinare le condizioni iniziali del campo di densità del gas e della materia oscura; si è trovato che l'utilizzo di questa approssimazione permette di descrivere bene la formazione delle strutture, almeno fino all'insorgere di configurazioni caustiche. In particolare, è notevole osservare come questa approssimazione permetta di studiare situazioni in cui la perturbazione del campo di densità è elevata e quindi un approccio lineare non sarebbe possibile. Questo si verifica poiché l'approssimazione di Zeldovich richiede che gli spostamenti in gioco siano piccoli, cioè $D(t)\mathbf{p} \ll \mathbf{q}$; tuttavia la perturbazione del campo di densità non dipende dal valore assoluto di $D(t)\mathbf{p}$ ma dalla sua derivata, perciò possiamo essere in regime non lineare pur continuando a soddisfare le richieste dell'approssimazione.

Bibliografia

Articoli

- C. M. Baugh, *A primer on hierarchical galaxy formation: semi-analytical approach*, Rept.Prog.Phys.69:3101-3156,2006
- Blitz L. & Rosolowsky E., *The Role of Pressure in Giant Molecular Cloud Formation*, 2004, ApJ, 612, L29
- Blitz L. & Rosolowsky E., *The role of Pressure in GMC Formation II: The H₂-Pressure Relation*, 2006, ApJ, 650, 933
- Brook C. B., Kawata D., Gibson B. K. & Flynn C., *Stellar halo constraints on simulated late type galaxies*, 2004, MNRAS, 349, 52
- Cen R. & Ostriker J. P., *Accuracy of Mesh-based Cosmological Hydrocodes: Tests and Corrections*, 1993, ApJ, 417, 415
- D'Onghia E., Burket A., Murante G. & Khochfar S., *How galaxies lose their angular momentum*, 2006, MNRAS, Volume 372, Issue 4, pp. 1525-1530
- Dolag K., Borgani S., Schindler S., Diaferio A. & Bykov A. M., *Simulation techniques for cosmological simulations*, Space science reviews, 2008, vol. 134, n°1-4
- Dolag K., Reinecke M., Gheller C. & Imboden S., *Splotch: visualizing cosmological simulations*, 2008, New Journal of Physics, Volume 10, Issue 12
- Gentile G., Tonini C. & Salucci P., *Λ CDM halo density profiles: where do actual halos converge to NFW ones?*, Astronomy and Astrophysics, Volume 467, Issue 3, June I 2007, pp.925-931

- Gerritsen J. P. E., 1997, Phd Thesis
- Gerritsen J. P. E. & Icke V., *Star formation in N-body simulations. The impact of the stellar ultraviolet radiation on star formation.*, 1997, A& A, 325, 972
- M. Giovalli, *Numerical approaches to star formation and SuperNovæ energy feedback in simulations of galaxy clusters*, 2009, Phd thesis
- F. Governato, L. Mayer, J. Wadsley, J. P. Gardner, B. Willman, E. Hayashi, T. Quinn, J. Stadel & G. Lake, *The formation of realistic disk galaxy in Λ -dominated cosmologies*, The Astrophysical Journal, 607:688-696, 2004 June 1
- Kauffmann G., Heckman T. M., White S. D. M., Charlot S., Tremonti C., Peng E. W., Seibert M., Brinkmann J., Nichol R., C., SubbaRao M. & York D., *The dependance of star formation history and internal structure on stellar mass for 10^5 low-redshift galaxies*, 2003, MNRAS, Volume 342, Issue 1, pp. 54-69
- Katz N., Weinberg D. H., Hernquist L., *Cosmological simulation with TreeSPH*, 1996, ApJS, 105, 19
- Kravtsov A. V., 1999, Phd thesis
- L. Mayer, F. Governato & T. Kaufmann, *The formation of disk galaxies in computer simulations*, Advanced Science Letters, Volume 1, Number 1, June 2008, pp 7-27
- Monaghan J. J., *Smoothed particle Hydrodynamics* 1992, ARAA, 30, 543
- Navarro J. F., White S. D. M., *Simulations of Dissipative Galaxy Formation in Hierarchically Clustering Universes - Part One - Tests of the Code*, 1993, MNRAS, 265, 271
- O'Shea B.W., Bryan G., Bordner J., Norman M. L., Abel T., Harkness R., Kritsuk A., *Adaptive Mesh Refinement - Theory and Applications*, 2004
- G. Murante, P. Monaco, M. Giovalli, S. Borgani & A. Diaferio, *MUPPI (MULTIPhase Particle Integrator): a sub-grid multiphase interstellar medium model of star formation and SNe energy*, sottomesso a MNRAS

- Navarro J. F., Frenk C. S. & White S. D. M., *The assembly of galaxies in a hierarchically clustering universe*, 1995, MNRAS, 275,56
- Navarro J. F., Frenk C. S. & White S. D. M., *The structure of Cold Dark Matter Halos*, 1996, ApJ, 462, 563
- Piontek F. & Steinmetz M., *The angular momentum problem in cosmological simulations od disk galaxy formation*, submitted to MNRAS
- Stinson G., Seth A., Katz N., Wadsley J., Governato F. & Quinn T., *Star Formation and Feedback in Smoothed Particle Hydrodynamic Simulation-I. Isolated Galaxies*, MNRAS, 373, 3 (2008)
- Stoehr F., White S. D. M., Tormen G. & V. Springel, *The satellite problem of the Milky Way in a Λ CDM universe*, 2002, MNRAS, Volume 335, pp. 84-88
- V. Springel V., *The cosmological simulation code GADGET-2*, 2005, MNRAS, Volume 364, Issue 4, pp. 1105-1134
- V. Springel & C. S. Frenk & S. D. M. White, *The large-scale structure of the Universe*, Nature, 2006, 440, 1137
- V. Springel & L. Hernquist, *Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation*, MNRAS, 339, 289-311 (2003)
- A. Saro, *Galactic population in cosmological hierarchical models*, 2009, Phd thesis
- Stadel J., Wadsley J. & Richardson D. C., *High Performance Computing Systems and Applications*, 2002, pp. 501-523, Kluwer Academic Publisher, Boston
- Wadsley J., Stadel J. & Quinn T., *Gasoline: a flexible, parallel implementation of TreeSPH*, 2004, New Astronomy, Volume 9, Issue 2, p. 137-158

Libri

- Carroll S. M., *An introduction to General Relativity: Spacetime and Geometry*, Addison Wesley, San Francisco (2004)
- Padmanabhan T., *Structure formation in the universe*, Cambridge university press (1993)

- Peacock John A., *Cosmological Physics*, Cambridge university press (1999)

Siti internet

- www-hpcc.astro.washington.edu/tools/skid.html