

UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA

Università degli studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

**IL CONTENUTO DI MATERIA OSCURA
DI GALASSIE A DISCO NELL'EPOCA DI PICCO
DELLA FORMAZIONE STELLARE
DELL'UNIVERSO**

Relatore:

Prof. Paolo Cassata

Candidata:

Giorgia Girardi

Matricola 1163408

ANNO ACCADEMICO 2020/2021

Indice

Introduzione	5
1 Evidenze della materia oscura nell'Universo locale	6
2 Contenuto di materia oscura in galassie a disco a formazione stellare a $z \approx 2$	9
2.1 LE GALASSIE A DISCO A $Z \approx 2$ SONO DOMINATE DAI BARIONI?	9
2.2 ANALISI DEI METODI UTILIZZATI NELLO STUDIO DI GENZEL ET AL., 2017	13
2.2.1 CAMPIONE DI GALASSIE	13
2.2.2 PROPRIETA' GLOBALI DI STELLE E GAS	13
2.2.3 PROPRIETA' STRUTTURALI	14
2.2.4 PROPRIETA' CINEMATICHE	14
2.2.5 ANALISI CINEMATICA E MODELLAZIONE DELLA MASSA	15
2.2.6 CORRELAZIONI TRA PARAMETRI E FRAZIONI DI MATERIA OSCURA	17
2.2.7 ANALISI BIDIMENSIONALE E MAPPE CINEMATICHE RESIDUE	18
2.2.8 CONSIDERAZIONI SULLA STRATEGIA ADOTTATA	19
2.2.9 ANALISI DI STACKING	19
2.3 CONCLUSIONI FINALI DEGLI AUTORI	20
3 Ulteriori indagini	23
3.1 CONSEGUENZE: COSA COMPORTA QUESTA SCOPERTA	23
3.2 POSSIBILI SPIEGAZIONI AI RISULTATI TROVATI	23
3.2.1 COMMENTI GENERALI	23
3.2.2 EFFETTO DELLA SCELTA DELLA NORMALIZZAZIONE SULLA FORMA DELLE CURVE DI ROTAZIONE	24
3.2.3 CORREZIONI DA CONSIDERARE IN PRESENZA DI FORTE TURBOLENZA	29
4 Conclusioni	37
4.1 CONFERME OSSERVATIVE E NUOVE INTERPRETAZIONI	37
4.2 CONSIDERAZIONI COMPLESSIVE	37
Bibliografia	39

INTRODUZIONE

Lo scopo di questo lavoro è analizzare la frazione di materia oscura in galassie a disco a redshift compresi tra 0.9-2.4, che da uno studio di Genzel (et al., 2017) risulta essere minore di quella che si trova in galassie simili nell'Universo locale: analizzando un campione di 6 galassie (e successivamente esteso ad altre decine di galassie da Lang et al., 2017) e le loro rispettive curve di rotazione estrapolate dalle osservazioni della riga $H\alpha$, queste sembrano decrescere raggiunto il raggio massimo osservabile, non necessitando quindi di materia oscura per spiegarne l'andamento. Cercheremo di capire se il risultato osservativo ottenuto da Genzel possa dipendere da alcune assunzioni fatte (normalizzazioni adottate per le curve di rotazione, fenomeni fisici che modificano la cinematica del gas all'interno del disco, modelli di galassie adottati) e quindi possa in realtà essere riconciliato con le osservazioni di dischi locali, o se invece sia robusto e quindi indichi che a $z=0.9-2.4$ le galassie a disco sono tipicamente dominate dai barioni.

CAPITOLO 1

Evidenze della materia oscura nell'Universo locale

L'idea dell'esistenza della materia oscura nasce dall'osservazione delle curve di rotazione di galassie a disco nell'Universo locale, che descrivono la velocità circolare delle galassie in funzione della distanza dal centro (raggio galattico). Ci si aspettava che queste seguissero le dinamiche del moto kepleriano: inizialmente crescenti, per poi decrescere una volta raggiunto il raggio massimo osservato che racchiude tutta la massa luminosa, che si pensava rappresentasse tutta la massa totale. I risultati però non furono quelli attesi: anziché decrescere raggiunto il raggio osservabile la velocità di rotazione rimane costante o addirittura cresce, necessitando quindi di materia aggiuntiva (oscura appunto, perché non rilevabile se non per interazione gravitazionale) per spiegare le anomalie osservate, a meno di non considerare modifiche alle leggi fondamentali della dinamica newtoniana. Infatti, se chiamiamo $M(r)$ la massa totale gravitante e $M_L(r)$ quella luminosa (composta per le galassie a disco da un bulge centrale+disco stellare+disco esteso di HI), notiamo che per $r > r_T$ (raggio di transizione tra la zona interna dominata dai barioni e quella esterna dominata dalla materia oscura) c'è una discrepanza tra le derivate dei due profili di massa: $\frac{d \log M}{d \log r} > \frac{d \log M_L}{d \log r}$; per far sì che ci sia un'equivalenza dobbiamo aggiungere un'altra componente alla massa luminosa, così da soddisfare la quantità necessaria di massa totale per avere le curve di rotazione osservate:

$$\frac{d \log M(r)}{d \log r} = \frac{M_L(r)}{M(r)} \frac{d \log M_L}{d \log r} + \frac{M_H(r)}{M(r)} \frac{d \log M_H}{d \log r}$$

La relazione che unisce velocità e massa è ricavata da $T \approx \frac{2\pi}{\sqrt{GM}} R^{3/2}$, che è la terza legge di Keplero, e $v = \frac{2\pi R}{T}$, da cui segue che $v(r) \propto (M(r)/r)^{1/2}$.

Gli studi che portarono prima al notare la discrepanza dei dati e poi all'ipotesi di questa materia oscura sono molti: Zwicky (1933) ricavò la massa dell'alone di materia oscura attorno al Coma cluster dalla dinamica della galassia stessa e fu di fatto il primo a notare questa massa luminosa mancante necessaria per spiegare le velocità osservate nelle curve di rotazione. Van de Hulst et al. (1957) analizzò la riga di emissione HI 21 cm di M31 e scoprì che la sua curva di rotazione rimane piatta ben oltre il limite osservabile luminoso e fu Schmidt (1957) a spiegare che per giustificare questo andamento serve una notevole quantità di materia "oscura", che prosegue ben oltre l'estensione della materia luminosa. Infine la presenza di materia oscura sotto forma di alone intorno alle galassie a disco dell'Universo locale è stata ampiamente riconosciuta grazie ai lavori di Vera Rubin, che insieme a Ford nel 1970 studiò la curva di rotazione di M31, riportata in fig. 1, e dalla quale ne ricavò la massa (fig. 2) confermando che era molto maggiore rispetto a quella luminosa. Nel lavoro del 1980 portò 20 curve di rotazione ottiche, dimostrando che queste curve piatte non sono un'eccezione, ma sono presenti in tutte le galassie dell'Universo locale (Rubin & Ford 1970; Rubin et al. 1978; Rubin et al. 1980, 1982, 1985).

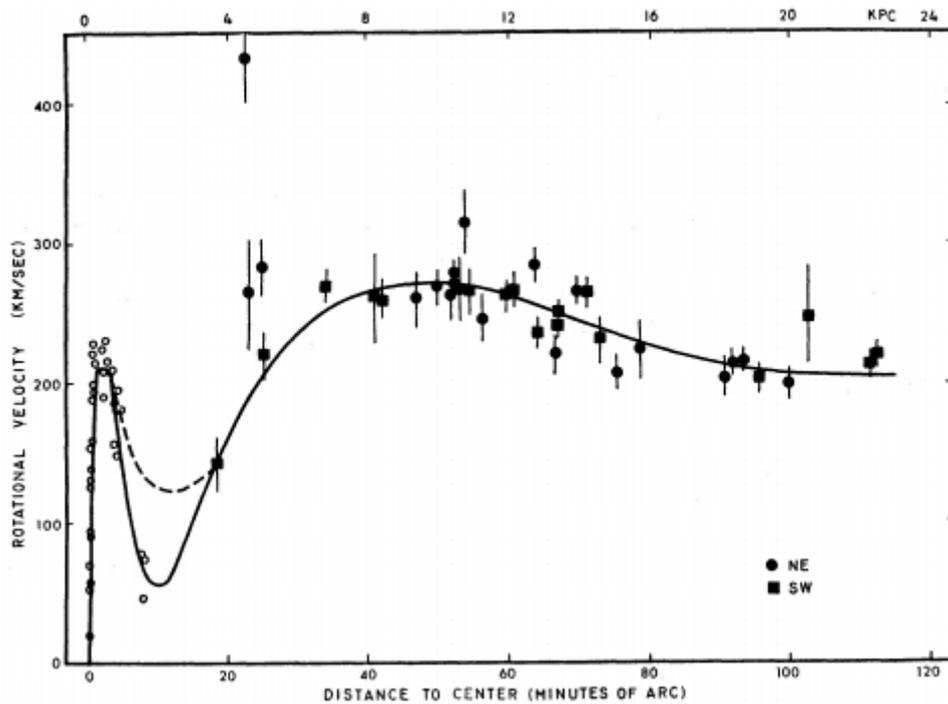


Fig.1: tratta da Rubin, Ford (1970), mostra la curva di rotazione di M31 (linea continua) ricavata da osservazioni sulle velocità (i dati riportati con la rispettiva barra d'errore). La linea tratteggiata è una seconda curva con velocità interna maggiore.

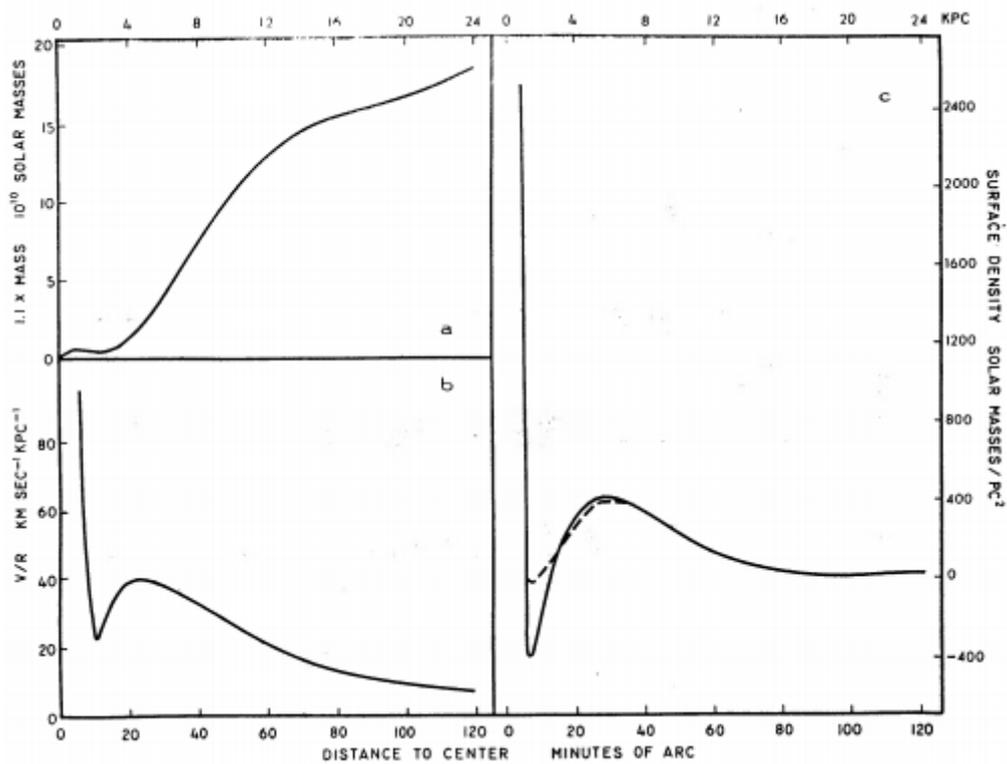


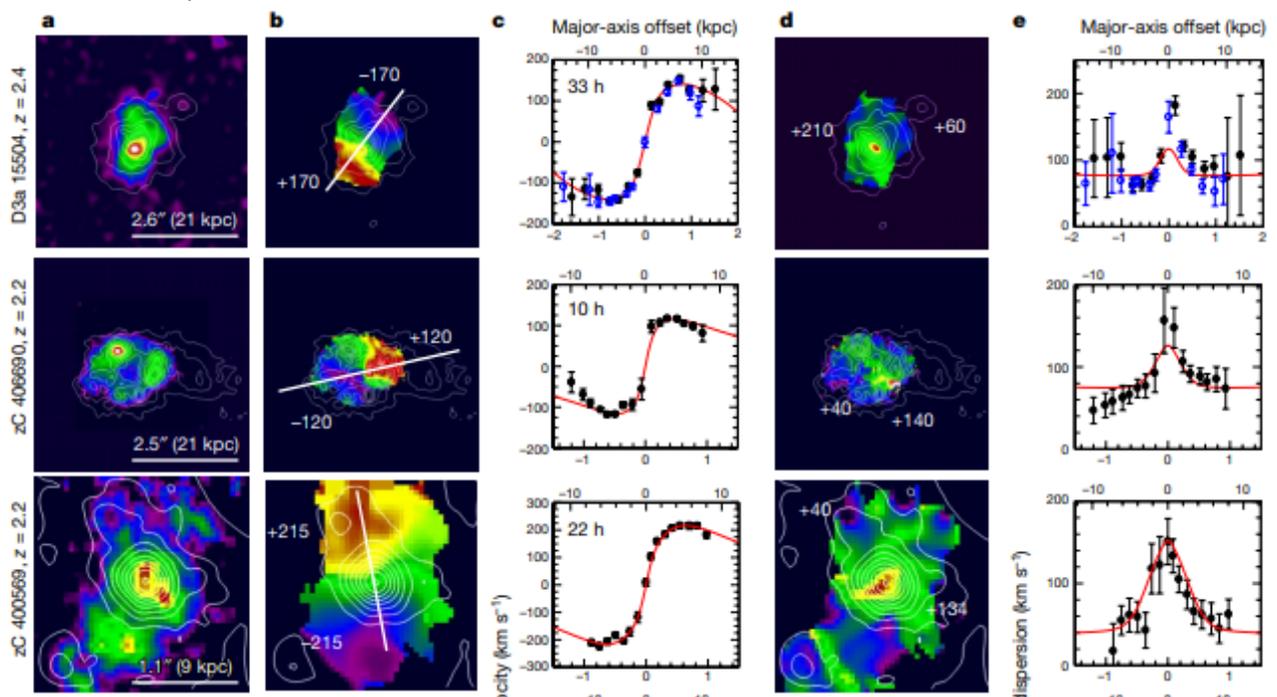
Fig.2: tratta da Rubin, Ford (1970). a) massa totale fino a 34 kpc calcolata dalla curva di rotazione di M31, moltiplicata per 1.1 per compensare l'approssimazione di disco piatto; b) velocità angolare V/R calcolata dalla curva di rotazione; c) densità superficiale di M31, calcolate dalle rispettive curve in fig. 1

CAPITOLO 2

Contenuto di materia oscura in galassie a disco a formazione stellare a $z \approx 2$

CAP 2.1: LE GALASSIE A DISCO A $Z \approx 2$ SONO DOMINATE DAI BARIONI?

Genzel (et al., 2017), analizzando 6 sorgenti a redshift compreso tra 0.6 e 2.6, ha osservato che le curve di rotazione estrapolate utilizzando la riga $H\alpha$, anziché rimanere costanti a raggi sempre maggiori, decrescono. Ciò risulta differente da quanto si osserva per galassie simili nell'Universo locale e viene ipotizzato che questo derivi principalmente da due fattori: che le galassie ad alto redshift siano fortemente dominate dai barioni, relegando la materia oscura a giocare una parte molto meno importante rispetto all'Universo locale, e/o che la grande velocità di dispersione dei dischi ad alto redshift introduca una componente di pressione che porta alla diminuzione della velocità di rotazione a raggi crescenti; apparentemente entrambi questi fattori aumentano all'aumentare del redshift. Dunque sembrerebbe che nell'Universo più giovane i barioni si siano condensati efficacemente al centro di aloni di materia oscura quando la percentuale di gas era maggiore e la densità della materia oscura era minore. Il risultato più sorprendente è che la velocità di rotazione proiettata sull'asse cinematico maggiore raggiunge un massimo a R_{max} e da lì in poi decresce simmetricamente rispetto al centro galattico, come si può osservare nella fig. 3c. È stata considerata la possibilità che le curve di rotazione fossero modificate da forze esterne o da moti non in equilibrio: si sono trovati satelliti di piccola massa in 3 delle sei sorgenti ed un evidente stiramento mareale in una, ma le curve di rotazione sono simmetriche anche vicino al satellite, provando che queste forze non le modificano.



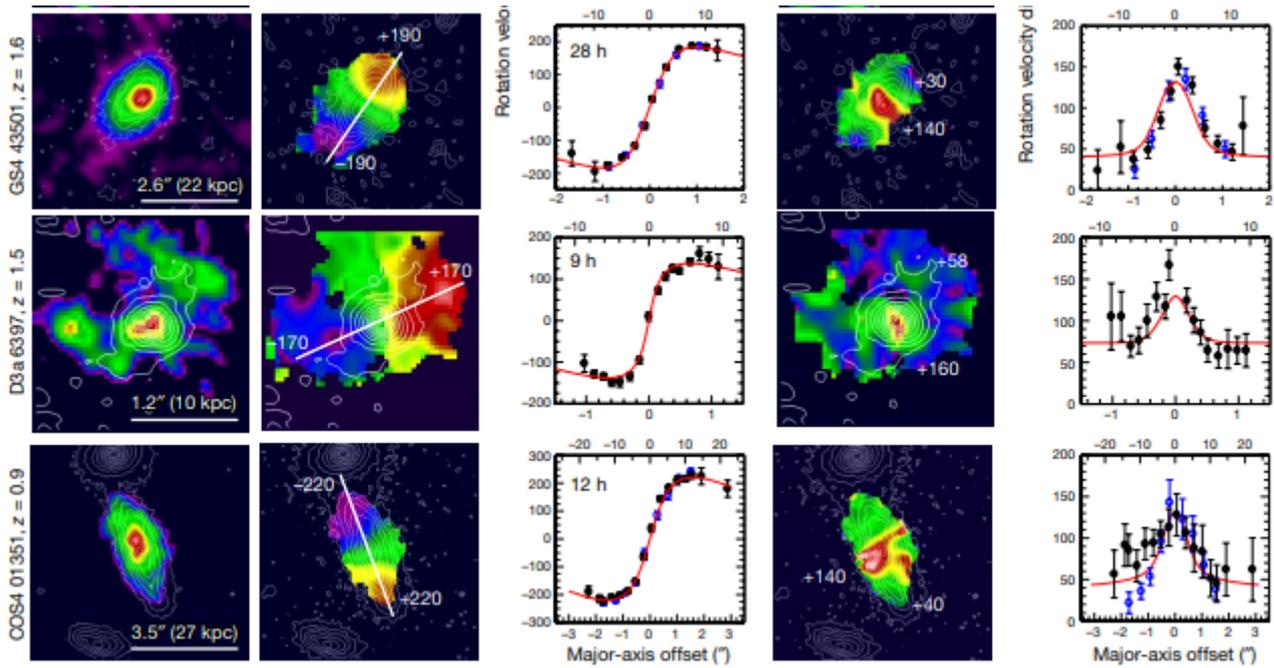


Fig.3: tratta da Genzel et al. (2017). a) distribuzione della brillantezza superficiale integrata dalla linea H α , sovrapposta alla densità superficiale stellare Σ_* (primi 3 pannelli) e alla brillantezza superficiale della banda H nel continuum Σ_H (ultimi 3 pannelli). b) mappe di velocità sovrapposte a Σ_* o a Σ_H , derivate dall'adattamento di un profilo gaussiano per i dati H α in ogni pixel. c) linea dei centroidi estratta lungo l'asse cinematico maggiore, le linee continue rosse indicano il modello dinamico best-fit, composto da un bulge centrale compatto+disco esponenziale+alone NFW senza contrazione adiabatica, con concentrazione $c=4$ a $z \approx 2$ e $c=6.5$ a $z \approx 1$. Per il modello del disco di rotazione è stata considerata la correzione per la deriva asimmetrica ricavata dalle curve della velocità di dispersione (d,e). Il tempo indica il tempo di integrazione totale. d) ed e) distribuzione della velocità di dispersione rispettivamente bidimensionale (d, scala di colore) e lungo l'asse maggiore (e, con incertezze ± 1 r.m.s.) ricavate dalle curve di best-fit gaussiane, sovrapposte a Σ_* o a Σ_H (d, linee bianche). In d i numeri indicano la minima e massima velocità di dispersione. Tutte le unità fisiche sono basate su una cosmologia di materia oscura fredda e piatta, con costante cosmologica Λ , densità di materia relativa alla densità critica dell'Universo $\Omega_m=0.3$ e una rapporto tra densità materia barionica e totale $\Omega_{baryon}/\Omega_m=0.17$, con il parametro di Hubble $H_0=70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ a $z=0$

La curva di rotazione media ottenuta dalle 6 galassie è stata confrontata con una curva di rotazione media di un disco massiccio locale, con una curva della Via Lattea, una di M31 e una teorica di un disco sottile puramente barionico ed esponenziale di tipo "Freeman", come si può osservare in fig. 4: tutte le curve locali si collocano al di sopra del modello Freeman, indicando che è necessario un quantitativo di materia aggiuntiva, mentre la curva media dei dischi ad alto redshift sono in linea con una curva di un disco puramente barionico fino a $R \approx 1.8R_{1/2}$, dopodiché per R maggiori giacciono al di sotto della curva puramente barionica.

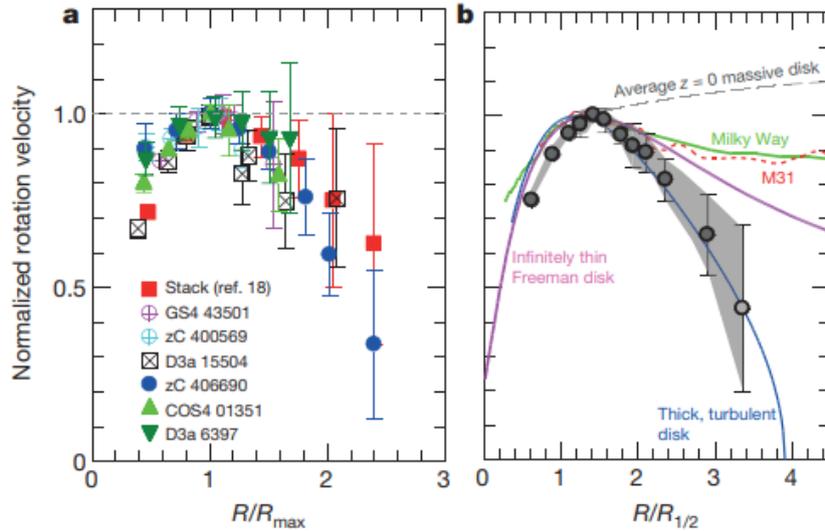


Fig. 4: tratta da Genzel et al. (2017). a) I vari simboli rappresentano i dati delle 6 curve di rotazione, combinati con la curva di rotazione ottenuta dalla somma di 97 galassie a $z=0.6-2.6$. Per tutte le curve di rotazione i dati riferiti a due punti simmetrici rispetto al centro dinamico sono stati mediati e le velocità di rotazione sono state normalizzate rispetto alla velocità di rotazione massima, mentre il raggio R è stato normalizzato rispetto al raggio in cui si raggiungeva questa velocità massima, cioè R_{max} . Barre d'errore: ± 1 r.m.s. b) I dati neri indicano i dati medi delle 6 galassie, la zona grigia rappresenta le incertezze della media pesata rispetto agli errori. Come paragone, la linea grigia tratteggiata indica la pendenza di una tipica curva di rotazione del disco di una galassia massiva ($\log(M_*/M_\odot) \approx 11$ a $z=0$, paragonabile alle 6 galassie studiate. La curva rossa a puntini rappresenta la curva di rotazione di M31, mentre quella verde continua quella della Via Lattea. Quella spessa magenta rappresenta invece quella di un disco esponenziale "Freeman" infinitamente sottile con indice di Sèrsic uguale a 1. La curva blu è un disco esponenziale, spesso e turbolento, che include la correzione per "deriva asimmetrica" per una velocità di rotazione assunta costante $\sigma_0 \approx 50 \text{ km s}^{-1}$ e $v_{rot}/\sigma_0 \approx 5$.

Per ottenere la frazione totale di massa oscura a $R = R_{1/2}$ è stato creato un grafico inserendo la velocità sull'asse maggiore e la velocità di dispersione per ogni galassia (fig. 3), considerando un modello di massa a 3 componenti: bulge stellare centrale compatto, un disco esponenziale gassoso stellare e un alone di materia oscura Navarro–Frenk–White (NFW). Il risultato è che la frazione di DM a $R_{1/2}$ è modesta o irrilevante, pur includendo le incertezze, come si può notare dalla fig. 5.

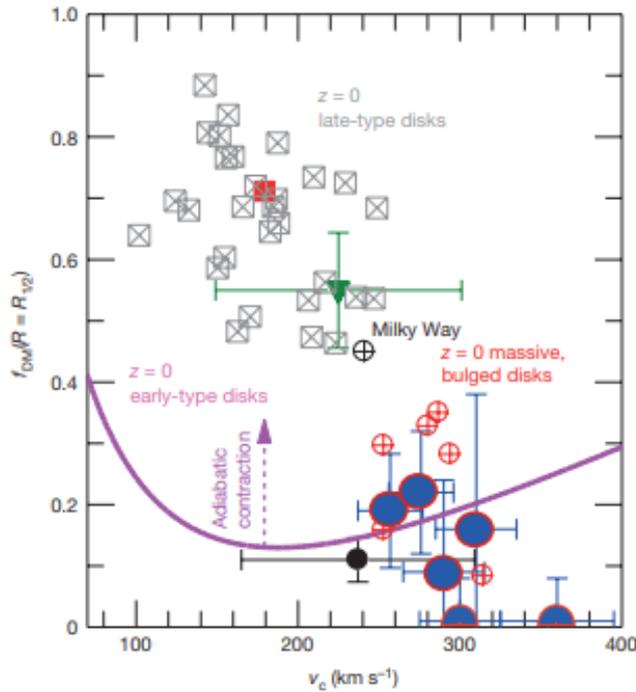


Fig. 5: tratta da Genzel et al. (2017). Le frazioni di DM ottenute da diversi metodi sono rappresentate come funzione della velocità circolare del disco v_c ,

approssimativamente a $R_{1/2}$, per galassie a $z=0$ e di circa 10Gyr fa. I punti blu con contorno rosso rappresentano i valori di f_{DM} calcolati dalle curve di rotazione del disco esterno, con le rispettive incertezze di ± 2 r.m.s. sulle f_{DM} ricavate e su v_c . Il punto nero e il triangolo verde rappresentano, rispettivamente, la media di f_{DM} con rispettivo errore ± 1 r.m.s. ricavata dal confronto delle curve di rotazione interne e la somma delle masse stellari e del gas per 92 galassie a $z=2-2.6$ e 106 a $z=0.6-1.1$. Questi risultati sono confrontati con quelli ottenuti per dischi di tipo avanzato (quadrati barrati grigi, quadrato rosso), per la Via Lattea (cerchio barrato nero), per dischi massivi, rigonfi e con lenti (cerchi rossi barrati) e per dischi passivi di tipi iniziali (linea spessa magenta). La freccia ascendente magenta mostra il tipico cambiamento se i dati degli aloni di DM a $z=0$ sono contratti adiabaticamente al massimo.

Viene osservato che la coincidenza tra le frazioni di materia oscura di galassie a $z=0.6-2.6$ e le galassie passive nell'universo locale è molto interessante: le galassie passive sono probabilmente le discendenti della popolazione massiva della sequenza principale presente in questi campioni. La formazione stellare in queste galassie è probabilmente velocemente decaduta a $z \leq 2$, quando sono diventate con una massa comparabile alla funzione di massa caratteristica di Schechter, dopo la quale sono passate nella sequenza delle galassie passive. La bassa percentuale di materia oscura nelle galassie ad alto redshift potrebbe essere conservata nella proprietà della popolazione delle galassie passive locali. Si ritiene ci siano diverse ragioni per cui i dischi ad alto redshift dovrebbero essere più dominati dai barioni rispetto ai dischi a basso redshift: primo, i dischi ad alto redshift sono compatti e ricchi di gas; secondo, le galassie massive ad alto redshift crescono molto rapidamente per l'accrezione di gas e in questo picco della fase di crescita galattica i centri degli aloni di materia oscura possono diventare dominati dai barioni in eventi di compattamento, che sono favoriti da diversi fenomeni (accrezione del gas molto veloce, aumento notevole del numero di mergers, instabilità gravitazionali del disco), che è più probabile avvengano quando l'Universo era giovane e nel picco della formazione stellare; terzo, è possibile che la dominanza dei barioni sia determinata da una mancanza di materia oscura nel disco interno.

CAP 2.2: ANALISI DEI METODI UTILIZZATI NELLO STUDIO DI GENZEL ET AL., 2017

2.2.1: CAMPIONE DI GALASSIE

Le galassie analizzate in questo studio sono state selezionate da campioni ottenuti da osservazioni spettroscopiche a campo integrale nel vicino infrarosso ad alto redshift, effettuate su galassie massive a formazione stellare per rilevarne l'emissione ottica rest-frame intorno alla linea H α . I dati sono stati presi dalla survey SINS/zC-SINF e da quelli provenienti dai primi 2.5 anni di operatività della missione KMOS ($0.6 < z < 2.6$).

Il campione SINS/zC-SINF comprende galassie a $z \approx 1,5-2,5$, con alcuni bias verso i sistemi più blu a causa della scelta di avere un redshift spettroscopico ottico ben visibile. Gli oggetti scelti sono stati selezionati in modo da avere la riga H α lontana dalle righe brillanti dell'OH e che cadesse all'interno delle finestre di alta trasmissione atmosferica, inoltre serve avere un flusso totale di H α almeno di $5 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ o, corrispondentemente, un tasso di formazione stellare di più di circa $10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, assumendo $A_V \approx 1 \text{ mag}$ come valore tipico dell'estinzione visiva. Gli oggetti del campione KMOS3D invece sono stati selezionati per avere una massa stellare superiore a $10^{9.5} M_{\odot}$, $K_{AB} = 23 \text{ mag}$, per avere un redshift sufficientemente accurato, evitando anche qui la presenza di linee di cielo che interferissero con la riga H α e che questa fosse facilmente osservabile. Non sono stati eseguiti tagli particolari per valori del tasso di formazione stellare, del colore o della dimensione della galassia. Il risultato è un'ampia copertura dell'intera popolazione galattica a $0,7 < z < 2,7$, inclusi gli oggetti più rossi oscurati dalla polvere e/o gli oggetti più passivi.

2.2.2: PROPRIETA' GLOBALI DI STELLE E GAS

Le masse stellari sono state ottenute dall'adattamento delle distribuzioni di energia spettrale (SED) a banda larga da ottico a vicino/medio infrarosso con modelli di sintesi di popolazione, adottando una metallicità solare e diverse possibili storie di formazione stellare (tasso di formazione stellare costante/tassi di formazione stellare esponenzialmente decrescenti/crescenti). Negli intervalli di massa e redshift considerati, dalle linee di emissione nebulari a riposo deduciamo la quantità di O e H in fase gassosa: queste indicano una metallicità compresa tra $1/4 - 1$ volta quella solare. Notiamo che variando la metallicità assunta in questo intervallo le masse stellari cambiano di meno di 0.1 dex: l'effetto è talmente piccolo che viene scelto di tenere la metallicità uguale a quella solare. I tassi di formazione stellare sono stati ottenuti dai rest-frame nell'ultravioletto e nell'infrarosso tramite la scala calibrata Herschel-Spitzer di indicatori di tasso di formazione stellare, oppure, se questi non sono disponibili, dalla modellazione SED a banda larga. Per nessuna sorgente si è riusciti a calcolare la massa di idrogeno atomico e soltanto per poche è stata determinata la massa di gas molecolare, utilizzando le relazioni di scala per galassie della sequenza principale tra tassi di formazione stellare, masse stellari e masse di gas molecolare in funzione del redshift, assumendo che a $z \approx 1-3$ il contenuto di gas freddo sia dominato dalla componente molecolare, così che la frazione atomica possa essere trascurata. In questo modo le masse di gas stimate possono essere utilizzate come limiti inferiori.

2.2.3: PROPRIETA' STRUTTURALI

I valori scelti a priori dei parametri strutturali da inserire nel modello cinematico sono stati derivati adattando i modelli Sérsic bidimensionali alle immagini ad alta risoluzione in banda H delle osservazioni HST di tutti gli oggetti KMOS3D e della maggior parte delle galassie SINS/zC-SINF. Per le restanti galassie SINS/zC-SINF, quindi quelle senza immagini HST, questi parametri strutturali sono stati stimati dalle distribuzioni della linea H α integrate e/o dalle immagini del continuum sintetizzate dai dati del campione IFS. Per tutte le galassie a formazione stellare a $z \approx 1-3$, escluse le più massicce, le distribuzioni di luminosità superficiale stellare e di H α delle galassie di sequenza principale dentro l'intervallo di massa e di redshift stabilito sono ben rappresentate da un quasi-esponenziale (indice di Sérsic $n_{\text{Sersic}} \approx 1-1.5$). Invece, al di sopra di $\log(M_*/M_\odot) \approx 11$, le galassie presentano un bulge stellare importante, con $R_{1/2}$ caratteristico di circa 1 kpc e un rapporto medio bulge- totale della luminosità in banda H che raggiunge circa il 20%-30% (e addirittura più alto, circa 40%-50%, in termini di rapporto di massa stellare). Anche se la larghezza equivalente, e anche il flusso, dei picchi di H α delle singole galassie sembrano essere più frequenti al limite superiore della massa, si evince che in media i profili sono quasi esponenziali e che potrebbero essere presenti grandi concentrazioni di gas e polvere che oscurano la luce ottica proveniente dalle regioni più interne. Questi risultati sostengono la scelta presa dagli autori di questo studio di distribuire la componente barionica in un bulge sferoidale compatto al centro di un disco esponenziale. Le stime dei raggi di mezza luce (effettivi) $R_{1/2}$ usati per le galassie si riferiscono ai raggi dell'asse maggiore. Per determinare l'inclinazione dai rapporti assiali che meglio rappresentano i dati bisogna considerare che nell'intervallo di massa $\log(M_*/M_\odot) > 10$, in cui rientrano la maggior parte delle galassie analizzate, più della metà sono formate da dischi simmetrici, oblati e spessi, caratterizzati da una grande velocità di dispersione intrinseca del gas e dal rapporto $v_{\text{rot}}/\sigma_0 < 10$. A tutti i parametri strutturali andrebbe applicata sia una correzione k che una correzione statistica tra le dimensioni H α e le dimensioni ottiche a riposo, ma le incertezze causate dalle scelte a priori di dimensioni e dell'inclinazione sono più grandi di queste correzioni, rendendole inutili.

2.2.4: PROPRIETA' CINEMATICHE

In sintesi, per ogni galassia sono stati assegnati profili di linea gaussiani all'emissione spettrale registrata in ogni pixel spaziale del campione IFS nel cubo di dati ridotto finale, effettuando in alcuni casi un po' di smussamento preliminare per aumentare il rapporto segnale-rumore. I principali parametri cinematici di interesse sono v_{rot} , σ_0 e PA_{kin} , dove rispettivamente: la quantità v_{rot} è la massima velocità di rotazione, corretta per beam-smearing e l'inclinazione i , la quantità σ_0 è la dispersione di velocità intrinseca, corretta per il beam-smearing, e PA_{kin} è l'angolo di posizione dell'asse maggiore cinematico che passa attraverso gli estremi del campo di velocità (la "linea dei nodi"). Questi parametri sono quindi ricavati dalle risultanti mappe spazialmente risolte del baricentro della velocità e della dispersione della velocità. Le correzioni di beam-smearing sono state calcolate da modelli di dischi con diversi valori di massa, inclinazione, rapporto galassia/dimensione del fascio e raggi di misura appropriati per i dataset SINS/zC-SINF e KMOS3D.

Con queste proprietà e mappe cinematiche, una galassia è classificata come un disco "dominato dalla rotazione" se:

(1) la mappa di velocità mostra un gradiente di velocità continuo lungo un singolo asse (nei sistemi più grandi con un buon rapporto S/N, questo indica la presenza di un diagramma a 'ragno' nella mappa bidimensionale della velocità del primo momento);

(2) $v_{rot}/\sigma_0 > 1$;

(3) la posizione del gradiente di velocità più ripido, definito dal punto medio tra gli estremi di velocità lungo l'asse cinematico, coincide entro le incertezze con il picco della mappa di dispersione della velocità;

(4) gli assi principali morfologico e cinematico sono in accordo ($\leq 30^\circ$);

(5) il centro cinematico della galassia coincide con il massimo/baricentro della distribuzione stellare.

Tutte le 6 galassie e il campione di stacking seguono questi criteri (quindi hanno la cinematica del disco dominata dalla rotazione di H α), inoltre le 6 galassie sono state selezionate affinché rispettassero ulteriori criteri: dati di alta qualità e con un elevato rapporto S/N, rapporto tra velocità di rotazione e dispersione di velocità di $v_{rot}/\sigma_0 > 3$, nessuna galassia vicina luminosa in emissione di linea o di continuum, dischi di formazione stellare estesi e ben risolti posizionati vicino alla sequenza principale delle galassie a formazione stellare con $\log(M_*/M_\odot) \geq 10.5$, insieme devono rappresentare un'ampia gamma di inclinazioni ($i \approx 25^\circ - 75^\circ$).

Il campione per lo stacking, invece, oltre a rispettare la condizione che la cinematica del disco sia dominata dalla rotazione di H α , deve avere un sostanziale cambiamento di pendenza nella curva di velocità estratta, così che sia rilevabile.

Tramite osservazioni di follow-up più profonde, grazie a un rapporto S/N migliore, alcune caratteristiche asimmetriche sono diventate evidenti nelle mappe cinematiche di 3 di esse, causate da flussi di gas verso il centro (D3a 15504) o da flussi di gas in uscita da un nucleo galattico attivo (AGN), e da macchie brillanti lontane dal centro causati dalla formazione stellare.

2.2.5: ANALISI CINEMATICA E MODELLAZIONE DELLA MASSA

L'analisi cinematica è svolta nel modo seguente: viene adeguato un profilo gaussiano all'emissione spettrale registrata in ogni pixel spaziale del cubo di dati, opportunamente smussato per fornire un rapporto S/N sufficientemente alto nelle parti esterne della galassia, deducendo il redshift sistemico (o velocità) della galassia simmetrizzando le velocità di picco redshifted e blueshifted. L'angolo di posizione dell'asse cinematico PA_{kin} viene calcolato determinando la linea dei nodi lungo il massimo gradiente di velocità, mentre l'angolo dell'asse maggiore morfologico della galassia PA_{morph} viene determinato dalla mappa di densità superficiale stellare o dalla mappa HST in banda H, di questi due angoli viene presa una media e tipicamente sono in accordo meglio di $5^\circ - 7^\circ$. Si determina il centro della galassia (x_0, y_0) da una media sui valori dello zero della linea dei nodi, dal picco della velocità di dispersione e dalla posizione del bulge, che è prominente in tutte e sei le galassie studiate. Questo permette di determinare (x_0, y_0) con una precisione di circa 0,5-1 pixel, che è piccolo rispetto alla dimensione della slitta di estrazione finale nel passo successivo. L'inclinazione del disco viene stimata dal rapporto $q = b/a$ della distribuzione stellare o dai dati HST in banda H, e dalla relazione $\cos^2(i) = (q^2 - q_0^2)/(1 - q_0^2)$, con $q_0 \approx 0.15 - 0.2$,

appropriato per $z \approx 1-3$. Questo metodo utilizzato appena descritto funziona ragionevolmente bene per dischi inclinati, ma diventa molto incerto per i tre dischi di faccia (D3a 15504, zC 406690 e D3a 6397): per queste galassie l'inclinazione è stata inserita come parametro di secondo ordine per far sì che la massa del disco abbia una buona coincidenza con quella a priori $M_{\text{baryon}} = M_{\text{bulge}} + M_{*,\text{disco}} + M_{\text{gas},\text{disco}}$ dove $M_{\text{gas},\text{disco}}$ è la massa di gas nel disco barionico.

Quindi dal cubo dei dati originali vengono estratti i valori di posizione-velocità e posizione-velocità-dispersione lungo l'asse maggiore più adatto, trovato adattando profili gaussiani in fenditure del software tipicamente di 4-5 pixel perpendicolari alla linea dei nodi e di 2-3 pixel lungo essa. Questo corrisponde a circa 1,1 e 0,5 elementi di risoluzione, rispettivamente, e così si trova approssimativamente la posizione di Nyquist lungo la linea dei nodi. Per includere le incertezze sistematiche, tutti gli errori sono moltiplicati per 1,5 e vengono introdotte incertezze nel limite inferiore di $\pm 5 \text{ km s}^{-1}$ per la velocità e $\pm 10 \text{ km s}^{-1}$ per la velocità di dispersione. Non vengono prese in considerazione le informazioni aggiuntive dalle deviazioni dalla forma gaussiana (il terzo e quarto momento, h_3 e h_4) perchè queste deviazioni non forniscono alcuna informazione utile per i dischi esterni, ma solo dettagli dei dati fortemente spalmati dal fascio nei nuclei delle galassie, che per questo lavoro è di interesse secondario. Infine si sottrae in inquadratura la larghezza della linea strumentale per dedurre le dispersioni di velocità intrinseche in ogni fenditura.

A questo punto si inizia il processo di adattamento ad un modello che consiste in un disco esponenziale con $n=1$ (con raggio effettivo $R_{1/2,\text{disco}}$), un bulge centrale di raggio $R_{\text{bulge}} = 1 \text{ kpc}$ e un alone di materia oscura. Il parametro B/T fornisce indicazioni sulla massa del bulge relativa alla massa barionica totale (disco+bulge) e la massa rimanente nel disco $n=1$. Nei casi in cui è presente un grande bulge, viene presa la decisione di assumere che la distribuzione luminosa H α tracci solo la componente del disco, il che è empiricamente giustificato. L'assunzione di distribuzioni esponenziali del disco ($n=1$) è ben supportata per la popolazione di formazione stellare 3D-HST, che è caratterizzata da $n=0,5-2$ per tutti i sistemi tranne quelli più dominati dal bulge. In questo studio viene assunto che il disco abbia una velocità di dispersione costante, che viene determinata principalmente nelle parti esterne di ogni galassia dove la componente di rotazione spalmata dal fascio è piccola. Per l'adattamento viene utilizzata una curva di rotazione di un disco esponenziale sottile, ma corretto per gli effetti della grande altezza di scala ($h_z \approx (\sigma_0/v_{\text{rot}}(R_{1/2})) R_{1/2}$) tramite modelli che assumono un'altezza di scala costante. Vicino a $R_{1/2}$ il disco di Freeman ruota il 15% più velocemente rispetto al corrispondente modello sferico e la correzione di Noordermeer è circa 0,9-0,97, così che la velocità di rotazione finale è solo del 4%-11% più veloce del modello sferico. Per l'alone di materia oscura, si sceglie di utilizzare un modello NFW22. Gli autori decidono di non considerare la contrazione adiabatica dell'alone, quindi l'unico parametro è la sua massa $M_{\text{virial}} = M_{200(\text{NFW})}$, dove $M_{200(\text{NFW})}$ è la massa entro il raggio in cui la densità media supera di 200 volte la densità critica dell'Universo e dove viene fissato il parametro di concentrazione c ad un valore tipico al rispettivo redshift. Il parametro del momento angolare dell'alone è implicitamente contenuto in $R_{1/2,\text{disco}}$ e l'assunzione è che sia $j_{\text{disk}} = j_{\text{DM}}$, dove j_{disk} e j_{DM} sono rispettivamente i momenti angolari specifici del disco barionico e della materia oscura. Questo produce cinque o sei parametri primari di adattamento: $R_{1/2,\text{disco}}$, $M_{\text{baryon},\text{disco}}$, M_{virial} , B/T, σ_0 e, in tre casi, l'inclinazione del disco i . Come per i dati, i tagli della velocità e della velocità di dispersione per il

modello sono determinati, per poi convogliare con il fascio strumentale e infine trovare il miglior adattamento ponderato con la minimizzazione del chi-quadrato (usando lo strumento DYSMAL). Per quattro o cinque di questi parametri i valori sono noti a priori da dati indipendenti: i , B/T e $R_{1/2}$ dalle immagini HST J e dalle immagini H; $M_{\text{baryon,disco}}$ dalla somma della massa del disco stellare nel bulge e nel disco dalla modellazione 3D-HST; la massa di gas (molecolare) M_{molgas} dalle relazioni di scala tra M_* , tasso di formazione stellare, z e M_{molgas} . Questi dati e le loro incertezze sono utilizzati per stabilire il limite superiore e inferiore dell'intervallo di adattamento e un vincolo per l'inclinazione. La massa dell'alone di materia oscura M_{virial} è un parametro libero con solo un limite inferiore fisso di $M_{\text{virial}}=10^7 M_{\odot}$. Nell'adattamento viene inclusa una correzione della rotazione del disco per tenere conto di effetti di pressione dovuti ai grandi moti turbolenti (deriva asimmetrica). Questa correzione abbassa la velocità di rotazione nel disco esterno:

$$v_{\text{rot}}^2 = v_c^2 + 2\sigma^2 \frac{d(\ln\Sigma)}{d(\ln R)} = v_c^2 + 2\sigma^2 \frac{R}{R_d}$$

dove Σ è la distribuzione di densità superficiale del disco, che assumiamo essere un esponenziale con lunghezza di scala $R_d=R_{1/2}/1.68$. L'assunzione di velocità di dispersione radialmente costante, che implica che lo spessore del disco aumenti esponenzialmente con il raggio, è probabilmente una semplificazione. Una sovrapposizione di un disco sottile e di un disco spesso potrebbe portare ad una dispersione crescente in senso radiale e ad una curva di rotazione che scende più ripidamente, che permetterebbe una frazione di materia oscura più alta per $R \geq R_{1/2}$ rispetto al caso di dispersione costante. In assenza di prove evidenti, manteniamo l'ipotesi più semplice di una dispersione di velocità costante.

2.2.6: CORRELAZIONI TRA PARAMETRI E FRAZIONI DI MATERIA OSCURA

Con χ_r^2 che rappresenta la distribuzione di probabilità della frazione di materia oscura a $R_{1/2}$, ossia $f_{DM}(R_{1/2})$, si trova che $\chi_r^2 - f_{DM}(R_{1/2})$ è relativamente piatto per alcune delle galassie, e quindi è importante testare sistematicamente la dipendenza di $f_{DM}(R_{1/2})$ dalle proprietà fisiche che vincolano la curva di rotazione, oltre a M_{baryon} e alla massa dell'alone di materia oscura M_{DM} , in altre parole $R_{1/2}$ e B/T . In generale, gli autori trovano che l'aumento di B/T porta ad un aumento di $f_{DM}(R_{1/2})$, il che indica che una frazione di massa barionica più alta nel bulge diminuisce il contributo relativo dei barioni per v_c a $R_{1/2}$. Quando si cambia $R_{1/2}$, gli effetti sono meno definiti, ma per la maggior parte dei casi trovano che aumentare $R_{1/2}$ porta nuovamente ad un aumento di $f_{DM}(R_{1/2})$. Questo risultato può essere compreso pensando che un $R_{1/2}$ più grande distribuisce la massa barionica su un disco più grande (cioè meno compatto), portando ad un aumento della $f_{DM}(R_{1/2})$, che a sua volta causa un minor contributo relativo dei barioni a v_c a $R_{1/2}$. La frazione di materia oscura dipende anche dalla distribuzione di massa dell'alone. Il modello best-fit di questo studio non include la possibile contrazione adiabatica dell'alone di materia oscura in risposta alla formazione della galassia centrale. Le simulazioni mostrano che ad alto redshift ($z \approx 2$) la contrazione adiabatica può avere effetti sulla distribuzione centrale della densità della materia oscura. Il suo effetto netto, tuttavia, non è ben limitato e una forte supernova o AGN possono addirittura creare nuclei centrali di materia oscura: è stato testato

l'effetto della contrazione adiabatica su un alone NFW. In generale, per i vincoli sull'alone di materia oscura posti dai dati finora trovati, si nota che gli effetti della contrazione adiabatica (o di modeste variazioni del parametro di concentrazione) su f_{DM} non sono così forti come gli effetti del cambiamento di $R_{1/2}$ o B/T entro le incertezze.

2.2.7: ANALISI BIDIMENSIONALE E MAPPE CINEMATICHE RESIDUE

Quest'analisi finora ha utilizzato le proiezioni sull'asse maggiore della velocità e della velocità di dispersione per caratterizzare la distribuzione di massa. Le informazioni bidimensionali dei dati ottenuti dal campo integrale sono state usate per determinare (x_0, y_0) e PA_{kin} (ossia il centro galattico e la direzione dei ndoi), ma forniscono anche una stima cinematica dell'inclinazione (se moderata e riferita a dischi estesi).

Un altro modo di utilizzare le informazioni bidimensionali complete è quello di costruire mappe residue bidimensionali (dati meno modello) di velocità e dispersione di velocità, che si possono osservare in fig. 6, costruite con il metodo della proiezione dell'asse maggiore, e poi controllare se appaiono residui sistematici: le mappe dei residui mostrano che il modello semplice di un bulge compatto, un disco spesso $n=1$ e un alone NFW è abbastanza valido per spiegare i dati, con due o tre eccezioni.

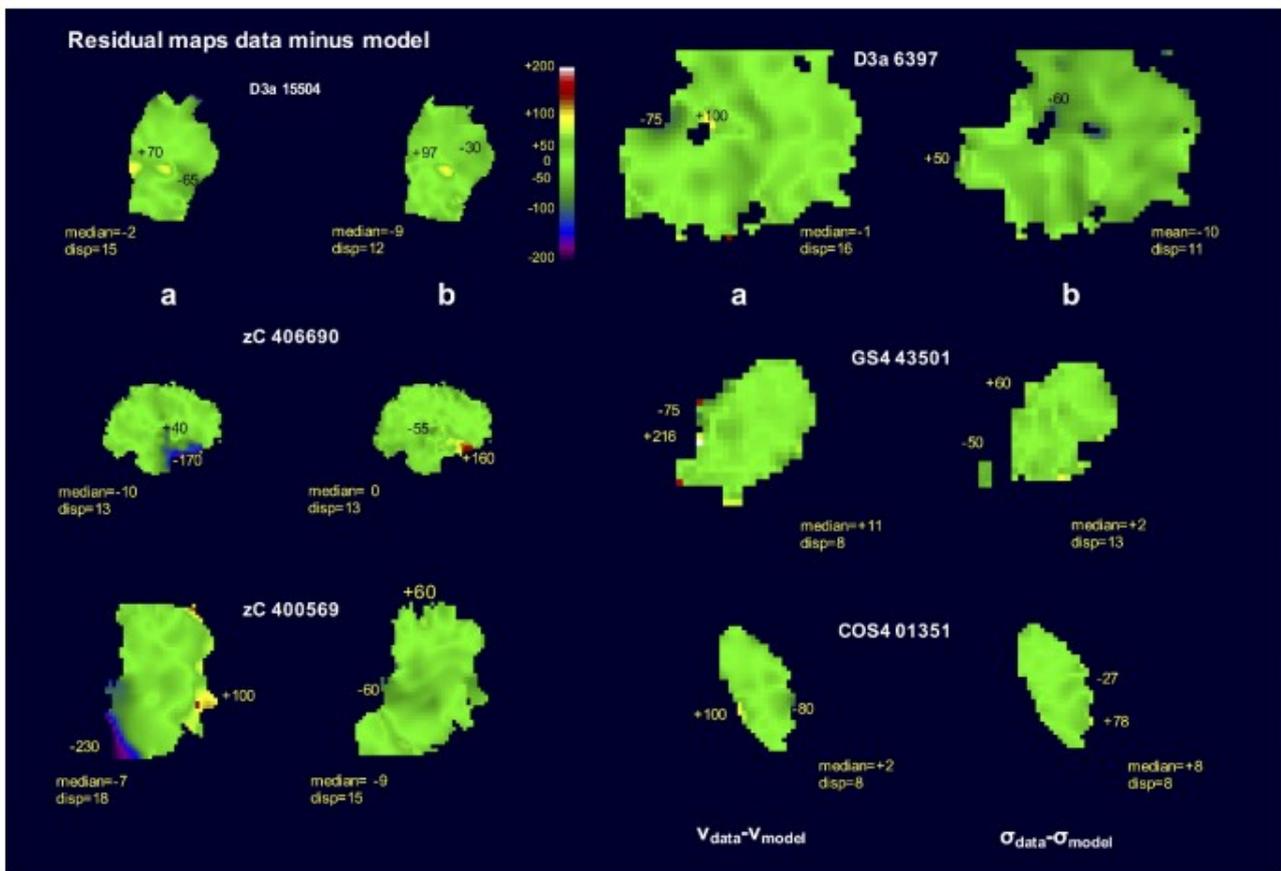


Fig. 6: mappe residue di velocità (a) e velocità di dispersione (b). Sono segnati i valori di massimo, minimo, la media e la media di dispersione.

Un'anomalia è la galassia D3a 15504, che presenta un satellite vicino con cui sta interagendo e un'emissione H α ampia e spostata verso il blu vicino al clump B, che può essere probabilmente spiegata da deflussi causati dalla formazione stellare. Anche zC 406690 ha un satellite interagente, mentre zC 400569 ne ha ben due: sembra quindi che zC 400569 sia situato in un gruppo di galassie satelliti ricche di gas, di bassa massa e metallicità. Queste anomalie potrebbero alterare la reale velocità di rotazione delle galassie, ma analizzando le curve di rotazione non sono visibili effetti su nessuna delle 3.

2.2.8: CONSIDERAZIONI SULLA STRATEGIA ADOTTATA

Nella maggior parte dei casi, le masse dinamiche dei dischi stellari interni di galassie a formazione stellare a $z \approx 1-2,5$ sono dedotte dalla velocità di rotazione del picco H α (o dalla dispersione di velocità) e poi vengono confrontate con la massa barionica, cioè la somma della massa stellare e quella dei gas freddi. La massa stellare è stimata dal fitting di sintesi di popolazione delle SED ultraviolette/ SED ottiche, e la massa gassosa dalla CO o dalla polvere che traccia il contenuto di idrogeno molecolare. Questa prima tecnica di "dinamica del disco interno" non è abbastanza precisa per formulare ipotesi abbastanza robuste sulla quantità effettivamente presente di materia oscura, perché richiede forti assunzioni sulle dinamiche di formazione stellare, sulle funzioni iniziali di massa stellare e sulle calibrazioni di emissioni di CO/polvere. Affermazioni più solide sulle frazioni di materia oscura dovrebbero provenire da curve di rotazione del disco esterno e dell'alone interno. Anche se evidenze di alcune galassie a curva decrescente erano già state trovate qualche anno prima, è bene controllare che questi non siano casi isolati all'interno di una popolazione a curva piatta. Per togliere questo dubbio è necessaria un'indagine statistica sulla presenza di curve di rotazione discendenti in nella popolazione massiccia ad alto tasso di formazione stellare, anche se le curve di rotazione individuali sono individualmente abbastanza buone per essere studiate. Grazie al numero crescente di galassie studiate dalla missione KMOS è stato possibile sviluppare un terzo metodo: una tecnica di 'impilamento delle curve di rotazione' sul campione complessivo. I risultati di questo progetto confermano che le curve di rotazione decrescenti sembrano essere comuni a $z \approx 1-2,5$.

Un quarto approccio in questa strategia complessiva è la misura degli offset allo zeropoint della relazione Tully-Fisher tra massa barionica e stellare in funzione di redshift. Questo approccio "evoluzione del punto zero di Tully-Fisher" è legato al metodo della "dinamica del disco interno" prima citato, ma utilizza la dipendenza dal redshift di una proprietà mediata dalla popolazione (il punto zero Tully-Fisher) invece di basarsi sulla determinazione delle frazioni barioniche nelle singole galassie. I risultati della tecnica Tully-Fisher per il campione KMOS3D sono in accordo con gli altri tre test.

2.2.9: ANALISI DI STACKING

Avendo stabilito le proprietà delle curve di rotazione del disco esterno di alcune galassie a formazione stellare con lunghe integrazioni, il passo successivo è quello di caratterizzare la curva di rotazione media di un campione rappresentativo a $z \approx 0,6-2,6$ di dischi massicci di formazione stellare, ricavati dai dati KMOS3D e SINS/zC-SINF. A questo scopo è stato utilizzato un approccio di stacking per determinare sistematicamente la forma delle curve di rotazione esterne. Questo

metodo di stacking è stato progettato per sfruttare la debole emissione esterna di gas ionizzato, combinando il segnale di più di 100 galassie massicce a formazione stellare a $0.6 < z < 2.6$. La metodologia include innanzitutto la normalizzazione di ogni singola curva di rotazione per la sua velocità massima osservata v_{max} e il corrispondente raggio di rotazione R_{max} . Sia v_{max} che R_{max} sono determinati adattando la curva di rotazione con un modello di disco esponenziale tarato con l'appropriata risoluzione strumentale del set di dati. I valori di R_{max} sono anche derivati indipendentemente per ogni galassia convertendo i raggi di mezza luce intrinseci misurati su immagini ottiche rest-frame HST in raggi di turnover osservati, tenendo conto dell'effetto del fascio smearing e la forma della distribuzione di massa (come parametrizzato dall'indice di Sérsic). Questi valori R_{max} derivati indipendentemente sono in buon accordo con i valori misurati dalle curve di rotazione effettive e quindi confermano la validità delle misure ottenute usando modelli di dischi esponenziali puri. Grazie a simulazioni di galassie fittizie è possibile verificare che applicando queste tecniche di normalizzazione e somma delle curve di rotazione si possono riprodurre sia le curve di rotazione decrescenti che crescenti, che ci si aspetta se queste galassie ad alto redshift fossero effettivamente più dominate dalla materia oscura.

Con R_{max} e v_{max} derivati per ogni galassia, vengono generati i diagrammi posizione-velocità normalizzati, che sono poi mediati tramite una somma, da cui viene costruita una curva di rotazione combinata finale. A causa delle limitazioni del campo visivo sia per osservazioni KMOS e SINFONI, il numero di galassie disponibili ad una data distanza dal centro galattico diminuisce aumentando quest'ultima, così che la curva di rotazione combinata finale può essere determinata in modo affidabile fino a circa $2.4R_{max}$, che corrisponde a diversi raggi effettivi. Entro questo raggio, la forma del campione risultante delinea una diminuzione della velocità di rotazione oltre R_{max} , simmetricamente su entrambi i lati dal centro, raggiungendo una velocità minima di circa $0,65v_{max}$. Se si considerano le galassie con un forte supporto di pressione (rappresentate da bassi v_{rot}/σ_0), la curva di rotazione esterna media risultante diventa più ripida rispetto ad uno stack fatto solo con galassie ad alto v_{rot}/σ_0 , il che supporta la conclusione che una parte sostanziale del decadimento esterno nella curva di rotazione sia determinato dalla presenza di effetti di pressione nel disco esterno. Lo studio di stacking dimostra inoltre che i risultati appena esposti sono largamente indipendenti da ipotesi riguardanti la scelta del modello, come la presenza o l'assenza di un bulge stellare centrale, il parametro di concentrazione dell'alone c e la possibile contrazione adiabatica dell'alone ospite, perché questi non sembrano alterare molto la forma della curva di rotazione prevista.

CAP 2.3: CONCLUSIONI FINALI DEGLI AUTORI

Questi risultati sono in buon accordo con la conclusione tratta dalle sei curve di rotazione individuali presentate prima. Soprattutto, lo stacking conferma che le curve di rotazione decrescenti esternamente sono una caratteristica comune tra un campione più ampio e rappresentativo di galassie massicce a formazione di stelle ad alto redshift, confermando l'ipotesi che la materia oscura sia presente in minor quantità nelle galassie a disco a redshift compreso tra 0.6 e 2.6 rispetto a quelle dell'Universo locale.

L'interpretazione finale di questo lavoro sull'evoluzione delle galassie studiate in funzione del tempo cosmico è che le galassie massicce ad alto redshift a formazione stellare saranno probabilmente presto estinte, e poi evolveranno sulla sequenza passiva delle galassie locali, massicce e di early types.

Viene sottolineata la somiglianza tra i dischi turbolenti ad alto redshift e il fenomeno del "disco spesso" nelle galassie a spirale locali. La popolazione stellare a disco spesso indica un tempo di formazione di $z > 1-2$, mentre la formazione del disco sottile è iniziata a $z \approx 1$ e continua fino ad oggi. Pertanto, è ipotizzabile che il campione di galassie a disco ad alto redshift mostri il periodo di transizione dalla formazione del disco spesso a quella del disco sottile.

CAPITOLO 3

ULTERIORI INDAGINI

CAP 3.1: CONSEGUENZE: COSA COMPORTA QUESTA SCOPERTA

Le conclusioni tratte dallo studio di Genzel (et al., 2017) sono rafforzate dallo studio effettuato successivamente da Lang (et al., 2017), che amplia il campione analizzato da Genzel e ne conferma i risultati. Se questi risultati sono validi, bisogna ammettere che la teoria Λ CDM non riesce a prevedere correttamente il quantitativo di materia oscura presente nell'Universo e bisogna indagare sul come mai c'è questa discrepanza osservativa tra le galassie dell'Universo locale e quelle ad alto redshift, trovando una nuova spiegazione al processo che porta i barioni che formano le galassie a collassare: nel modello classico, per primi collassano gli aloni di materia oscura, e i barioni "seguono" la materia oscura; ma se la DM non è presente in queste galassie significa che i barioni sono collassati senza il contributo della materia oscura, lasciando un interrogativo su come questo fenomeno si sia verificato. Siccome le implicazioni di tali risultati sono notevoli, aprendo scenari molto diversi da quello attualmente ipotizzato, vale la pena interrogarsi prima sulla possibilità che in quest'analisi effettuata ci siano dei limiti, che potrebbero essere di natura teorica (come ad esempio delle assunzioni sbagliate) o interpretative (qualche dato è stato interpretato in modo impreciso, portando a conclusioni false/imprecise).

CAP 3.2: POSSIBILI SPIEGAZIONI AI RISULTATI TROVATI

Direttamente, commentando esplicitamente il risultato ottenuto da Genzel (et al., 2017), o indirettamente, facendo semplicemente considerazioni ai fini della propria ricerca, molti studi successivi hanno cercato di interpretare questi risultati.

CAP 3.2.1 COMMENTI GENERALI

Nello studio di Teklu et al. (2017) sono state effettuate simulazioni su un campione di galassie selezionate con massa simile a quelle analizzate nello studio di Genzel (et al., 2017), a $z \approx 2$ e con alte frazioni di gas freddo. È stato trovato che $\sim 40\%$ presentano curve discendenti, ma la conclusione è che questo declino sia dovuto a un notevole supporto di pressione presente nel disco e a un'abbondanza di materia barionica nel centro, informazione che viene interpretata come una frazione minore di materia oscura rispetto al totale (materia oscura+materia barionica), piuttosto che come un'effettiva scarsità di DM presente.

Salucci (2019) effettua uno studio con lo scopo di analizzare i possibili scenari riguardanti la natura della particella oscura. Per riuscire a fare chiarezza su questa questione è necessario prima indagare sulla distribuzione della materia oscura nelle galassie, anche di tipi morfologici ed epoche cosmiche diversi. Il commento di questo studio riguardo ai risultati portati da Genzel (et al., 2017) è positivo: viene sostenuta la conclusione che la popolazione galattica di galassie a disco a formazione stellare ad alto redshift sia fortemente dominata dai barioni, ma viene sottolineato

che questo risultato non deve sorprendere. Infatti, curve di rotazioni simili (quindi decrescenti) sono presenti anche in galassie dell'Universo locale, di fatto sostenendo che quindi non sia una caratteristica da associare al redshift, ma presente a tutte le epoche cosmiche. Inoltre, così come alcune galassie anche nell'Universo locale mostrano curve di rotazione decrescenti, anche a redshift elevati sono presenti galassie con curve di rotazione crescenti (circa 1/3). Il commento si ferma qui, non analizzando le conseguenze di questi dati: l'autore sostiene quindi che sia presente un quantitativo minore di materia oscura in tutto l'Universo, indipendentemente dall'epoca cosmica? Oppure ritiene che questi dati indichino solo che, in percentuale, è presente una maggiore quantità di massa barionica, facendo così sembrare minore la quantità di materia oscura? Questo risultato bisogna ricondurlo a una teoria sbagliata o a possibili errori nella lettura dei dati, come magari dei bias non considerati?

3.2.2: EFFETTO DELLA SCELTA DELLA NORMALIZZAZIONE SULLA FORMA DELLE CURVE DI ROTAZIONE

Dall'analisi dell'emissione nebulare di oltre 1500 galassie a formazione stellare a $z \approx 0.6-2.2$, tramite osservazioni profonde di KMOS e MUSE, Tinley (et al., 2019) misurano la forma media delle loro curve di rotazione. Lo scopo è mostrare che la forma delle curve di rotazione, in particolare il loro declino oltre il picco delle velocità, è determinata dalla scelta di normalizzazione usata per costruire la curva (fig. 7). Sono stati costruiti diagrammi posizione-velocità, che tracciano la curva media di rotazione fino a $6R'_d$ (con R'_d raggio di estensione del disco, corretto considerando gli effetti di seeing) normalizzandone le dimensioni sulla lunghezza di scala R'_d . Queste sono poi state combinate con curve di rotazione HI per sistemi locali per indagare l'evoluzione delle curve di rotazione in ≈ 10 Gyr. Così si trova che la curva di rotazione media di galassie, in funzione di massa stellare, densità superficiale di massa stellare e redshift, sono approssimativamente piatte, almeno fino a $6R'_d$. È stata trovata inoltre una relazione tra le pendenze esterne delle curve di rotazione e la densità superficiale della massa stellare: più la densità superficiale è elevata, più la curva di rotazione si appiattisce. Confrontando questi dati con quelli ottenuti da simulazioni idrodinamiche, si nota che le curve di rotazione di questo campione di galassie, con $z \approx 0-2.2$, è in perfetto accordo con la teoria Λ CDM, supponendo una frazione di materia oscura di $\approx 60\%$ entro $6R'_d$.

Le osservazioni sono state fatte analizzando l'emissione di gas sia neutro che ionizzato, in particolare concentrandosi sulle righe dell' $H\alpha$ e [NII], grazie a 3 surveys spettroscopiche a campo integrale KMOS, ognuna su un range di redshift diverso. Per creare un campione da utilizzare come confronto per le galassie a basso redshift, si sono utilizzati i dati di THINGS, che fornisce osservazioni di alta qualità dell'emissione di HI di galassie locali, a $z \approx 0$, comprese in un range molto ampio di morfologie, tassi di formazione stellare, luminosità e metallicità, così da poterne ricavare la curva di rotazione. Per questo studio ne sono state usate 22, con parametri $M_* > 10^9 M_\odot$ e tasso di formazione stellare $> 0.05 \text{ My}^{-1}$. Come paragone invece per l'intervallo di redshift $0.3 < z < 1.5$, sono state utilizzate le osservazioni di MUSE, che include 431 galassie che presentano l'emissione [OII] spazialmente risolta che cade dentro l'intervallo di lunghezza d'onda analizzato da MUSE. Qui ne sono state usate 96, con $M_* > 10^9 M_\odot$ e con $z < 0.8$. Per passare dai dati alle curve di velocità si utilizza l'emissione HI, che però diventa impossibile rilevare a redshift elevati, dove si deve quindi

usare quella più brillante dell'H α insieme al doppietto [NII]6548,6583. Per poter ripetere l'esperienza così come era stata fatta da Rubin, è necessario riuscire a costruire la curva di velocità fino a $6R_d$: questo però è possibile solo sacrificando i dettagli delle singole galassie per poter costruire una curva di rotazione media combinando i vari segnali. Questo si può ottenere impilando tutte le curve di rotazione delle singole galassie già normalizzate in dimensioni e velocità, oppure dai diagrammi posizione-velocità costruiti dalla combinazione dell'emissione delle singole galassie, ottenendo solo alla fine la curva di rotazione media normalizzata. Il secondo metodo permette di arrivare a raggi maggiori nella rappresentazione della curva media rispetto al primo.

Primo metodo: bisogna dividere le singole curve per intervalli di redshift, ma per fare questo bisogna prima normalizzarle per dimensione e velocità. La scelta dei valori con i quali normalizzare le curve non è banale: si normalizza il raggio di ogni curva scrivendolo come multiplo del raggio di scala del disco luminoso R_d , tenendo in considerazione il beam smearing della PSF aggiungendo la larghezza della gaussiana che meglio approssima i dati in quadratura (σ_{PSF}). Normalizziamo invece la velocità rispetto alla velocità osservata a $3R'_d$, chiamandola $v_{3R'_d}$. Le curve ottenute seguendo queste normalizzazioni vengono chiamate "a scala stellare". La forma della curva di rotazione media su scala stellare è robusta agli effetti del beam smearing nell'osservazione dati e rappresenta in modo accurato la forma intrinseca della curva media di rotazione delle galassie campione. Per replicare il lavoro fatto da Lang et al. (2017), è stata normalizzata ogni curva anche in base al raggio di turnover dinamico (R_t) e alla velocità a questo raggio (v_{R_t}), dove R_t è misurato sul modello di disco esponenziale che meglio si adatta alla curva di rotazione. Le curve normalizzate in questo modo vengono chiamate "self-scaled", poiché R_t , utilizzato per la normalizzazione della curva, è ricavato dalla curva stessa. Per ciascuna delle due scale adottate interpoliamo linearmente tutte le curve singole su un asse radiale comune. Per ottenere la curva di rotazione media dobbiamo misurare in entrambi i casi la velocità media delle curve ricampionate in funzione del raggio, come incertezza adottiamo la deviazione assoluta media delle curve rispetto al valore medio stesso. Le curve sono divise negli intervalli di redshift e si nota che tutte le curve arrivano a raggi $\approx 4R'_d$, fatta eccezione per i dati nel range $0.6 < z < 1$ delle curve stellar-scaled, per questo motivo si decide di tranciarle tutte a $4R'_d$. La forma delle curve di rotazione medie dipende fortemente dalle normalizzazioni applicate: se sono "self-scaled", come quelle usate da Genzel (et al., 2017) e Lang (et al., 2017), le curve risultanti mostrano un forte declino al di là del loro maggior massimo, in accordo con i risultati ottenuti dagli studi appena citati; invece le curve "stellar-scaled" rimangono piatte o continuano a crescere anche oltre al raggio massimo. Questi andamenti si riscontrano ugualmente in tutti e 4 gli intervalli di redshift analizzati, come si può notare dalla fig. 7. Perché questa differenza? Normalizzare secondo R_t rende molto più importante il contributo del bulge centrale, che segue dinamiche più kepleriane. Al contrario, normalizzare secondo l'estensione stellare (R'_d) fa sì che la scala sia completamente indipendente dalla curva di rotazione: la curva media risente sia del contributo del bulge, sia di quello del disco (se questo è abbastanza esteso da influenzare la forma della curva di rotazione). Analogamente se la curva rimane piatta o continua a crescere, R_t tende a un valore vicino al massimo raggio fornito dai dati, proprio perché è scelto per essere il modello che meglio li

approssima; il risultato quindi è che con questa normalizzazione l'intera curva di rotazione è compressa dentro $\pm R_t$. La normalizzazione secondo scala stellare, invece, non risente di questo effetto poiché R'_d non dipende direttamente dalla forma della curva. Questo problema nasce dal fatto che la normalizzazione basata su R_t presenta un bias: le galassie con piccoli valori di v_c/σ_0 (quindi dominate dalla dissipazione) sono più piccole della media, facendo sì che si continuino a tracciare valori della rotazione per raggi diverse volte maggiori di quello di scala R_t , presentando quindi chiaramente un declino, ciò causa la dominazione di queste galassie a valori grandi di R , facendo sì che siano sproporzionalmente rappresentate rispetto alle altre, la cui curva invece è completamente compressa all'interno di $\pm 1R_t$. In fig. 8 è ben rappresentata la situazione che porta ad avere questo bias verso galassie con $v_c/\sigma_0 < 1$. In conclusione, le due scale R_t e R'_d misurano una scala fisica molto diversa per le galassie con $v_c/\sigma_0 < 1$. Questo ragionamento mostra come la scala stellare rappresenti in modo migliore le curve di rotazione, e sembrerebbe dare una spiegazione esauritiva ai dati trovati da Genzel et al. (2017).

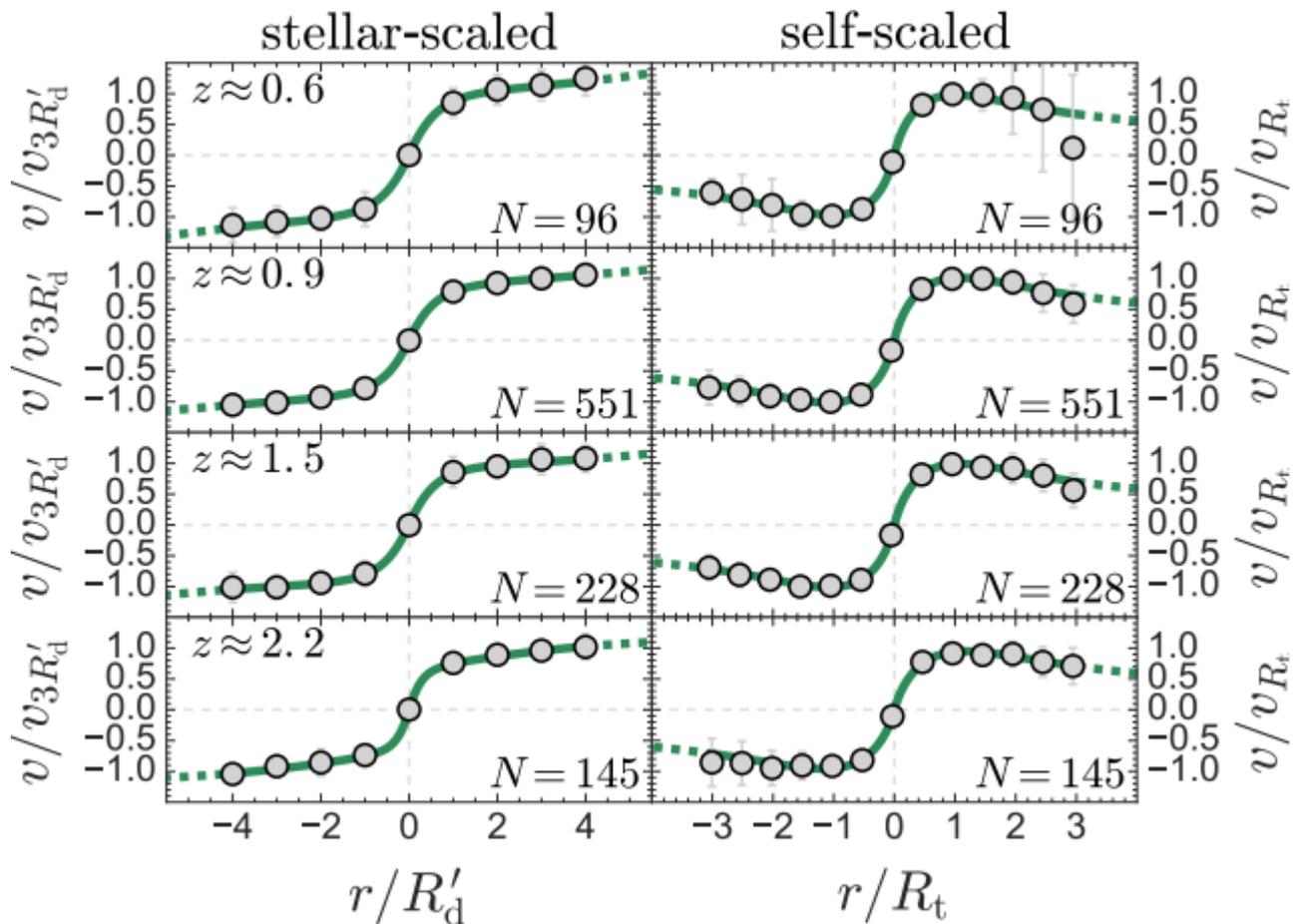


Fig. 7: tratta da Tiley et al. (2019). Queste sono le curve medie risultanti dalla somma delle curve di rotazione estratte individualmente per ogni galassia per campioni a redshift $z \approx 0.6$, $z \approx 0.9$, $z \approx 1.5$, e $z \approx 2.2$. Per gli stessi dati si applicano due diverse normalizzazioni: a sx con la scala del raggio del disco stellare modificato R'_d e la velocità a $3R'_d$, $v_{R'_d}$; a dx normalizzate per il raggio di turnover (distanza dal centro a cui la curva di rotazione decade) R_t e la velocità a R_t , v_{R_t} . Per ogni curva di rotazione media (punti grigi) è plottata anche il disco esponenziale best fit insieme al modello di alone oscuro (linea continua verde). Si nota immediatamente come la scelta di normalizzazione influenzi notevolmente la forma della curva di rotazione media.

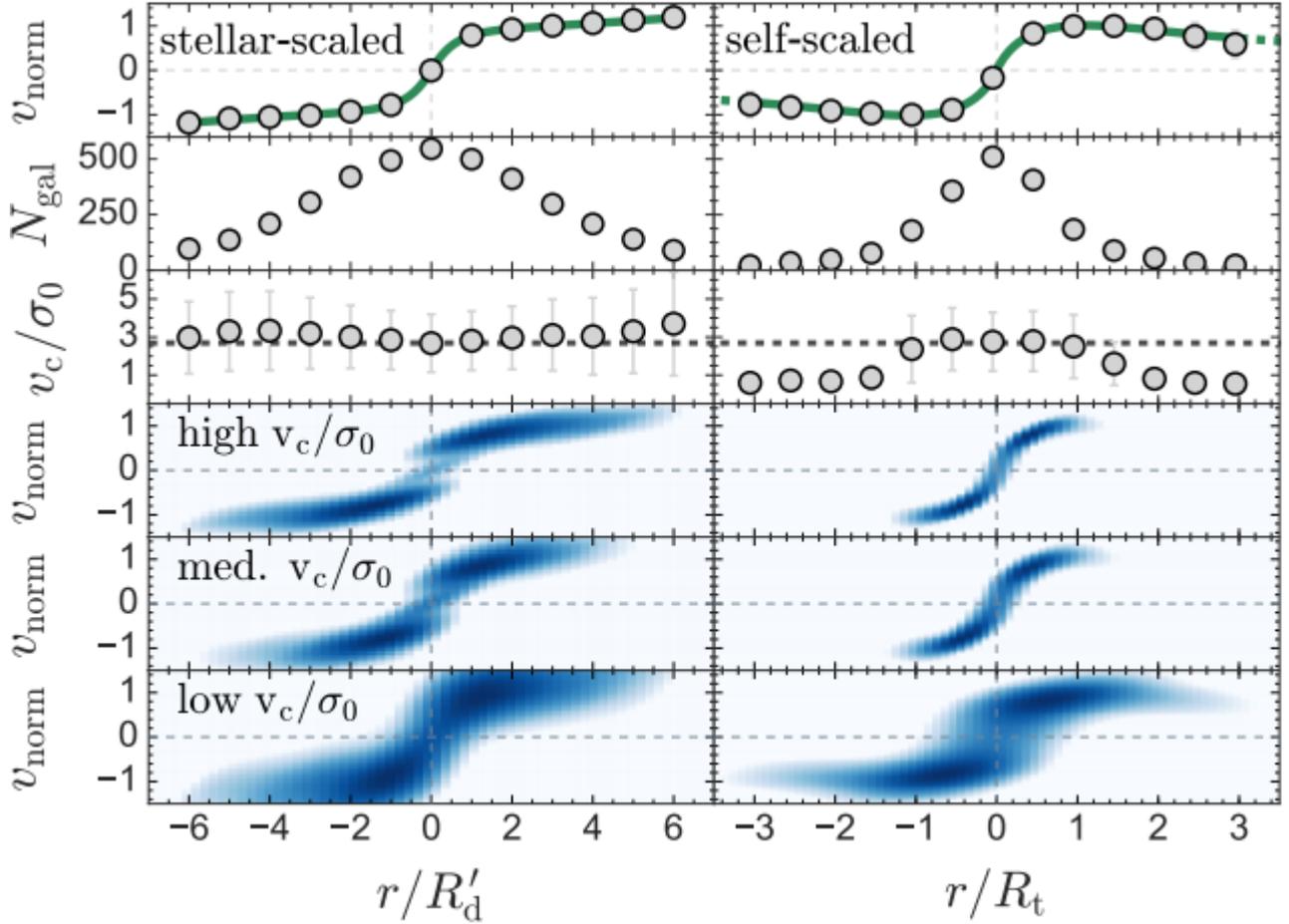


Fig. 8: tratta da Tiley et al. (2019). Riga superiore: La media delle curve di rotazione sommate (punti grigi) con il disco esponenziale e modello di alone di best-fit (linea verde). Seconda riga: il numero corrispondente di galassie che contribuiscono alla curva media a ogni raggio. Terza riga: Il rapporto medio rotazione/dispersione (corretto per beam smearing) delle galassie che contribuiscono alla curva di rotazione a ogni raggio. La linea a punti nera rappresenta il valore medio di tutto il campione. Ultime tre righe: la distribuzione di densità bidimensionale delle curve di rotazioni individuali. Le distribuzioni sono mostrate divise in 3 intervalli di rapporto velocità/dispersione corretto per beam smearing (alto: $v_c/\sigma_0 = 5.8 \pm 0.3$; medio: $v_c/\sigma_0 = 2.69 \pm 0.08$; basso: $v_c/\sigma_0 = 0.97 \pm 0.06$. Per entrambe le normalizzazioni adottate notiamo una diminuzione del numero di galassie che effettivamente contribuiscono alla curve media come una funzione di molteplici incrementi del raggio di scala, ma questo declino avviene molto più rapidamente per le curve normalizzate con self-scale rispetto a quelle stellare-scaled, dove il rapporto medio v_c/σ_0 delle galassie che contribuiscono alla curva rimane approssimativamente costante al crescere del raggio. Invece per le curve normalizzate con self-scale è distorta verso i sistemi con basso v_c/σ_0 a raggi estesi. Dalle ultime tre righe è chiaro che questo bias verso i sistemi a basso v_c/σ_0 influenza la forma della curva di rotazione self-scaled, infatti solo l'intervallo con basso v_c/σ_0 contiene curve di rotazioni singole che si estendono oltre $\pm 1R_t$. Quindi la forma della curva media self-scaled a raggi superiori a $1R_t$ è completamente determinata da una minoranza di galassie (solo 28% dell'intero campione) con un rapporto molto basso di rotazione/dispersione dei moti interni.

Il secondo metodo, migliore dal punto di vista dei dati che si riescono a raccogliere, prevede di unire prima tutte le singole emissioni in diagrammi posizione-velocità normalizzati per raggio, flusso e velocità, per poi poter rappresentare la curva di rotazione media a raggi superiori rispetto al caso precedente, raggiungendo almeno i $6R'_d$, e con una migliore rappresentazione di tutto il campione. Per poter quantificare e comparare le forme delle curve derivate, viene inserito un parametro che misuri a che distanza dal centro la curva declina. Si ottiene dividendo la velocità

misurata a $6R'_d$ per quella registrata a $3R'_d$, e viene chiamato t : se $t=1$ la curva rimane piatta, $t>1$ cresce, $t<1$ decresce. I risultati, osservabili nelle fig. 9, 10 ed 11, sono che tutte le curve rimangono piatte o crescono leggermente, in accordo con ciò che si era ipotizzato osservando le galassie locali. La distanza a cui la curva declina dipende fortemente dalla densità superficiale di massa stellare della galassia, che rappresenta la situazione fisica per cui una densità barionica centrale crescente (o decrescente) porta a una pendenza esterna più negativa (o positiva) nella curva in scala, anziché a un'effettiva minor densità di materia oscura. La quantità di DM presente, chiaramente legata al parametro t , viene qui stimata come funzione del redshift, calcolandola tramite confronti con un modello di disco barionico+alone di materia oscura. Il risultato è che i dati e le stime sono in accordo con quelle fatte secondo la teoria Λ CDM, con una non significativa variazione in funzione del redshift.

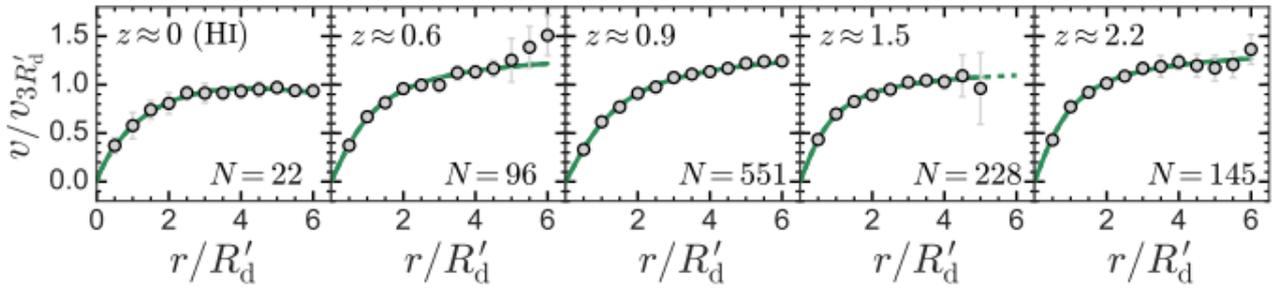


Fig.9

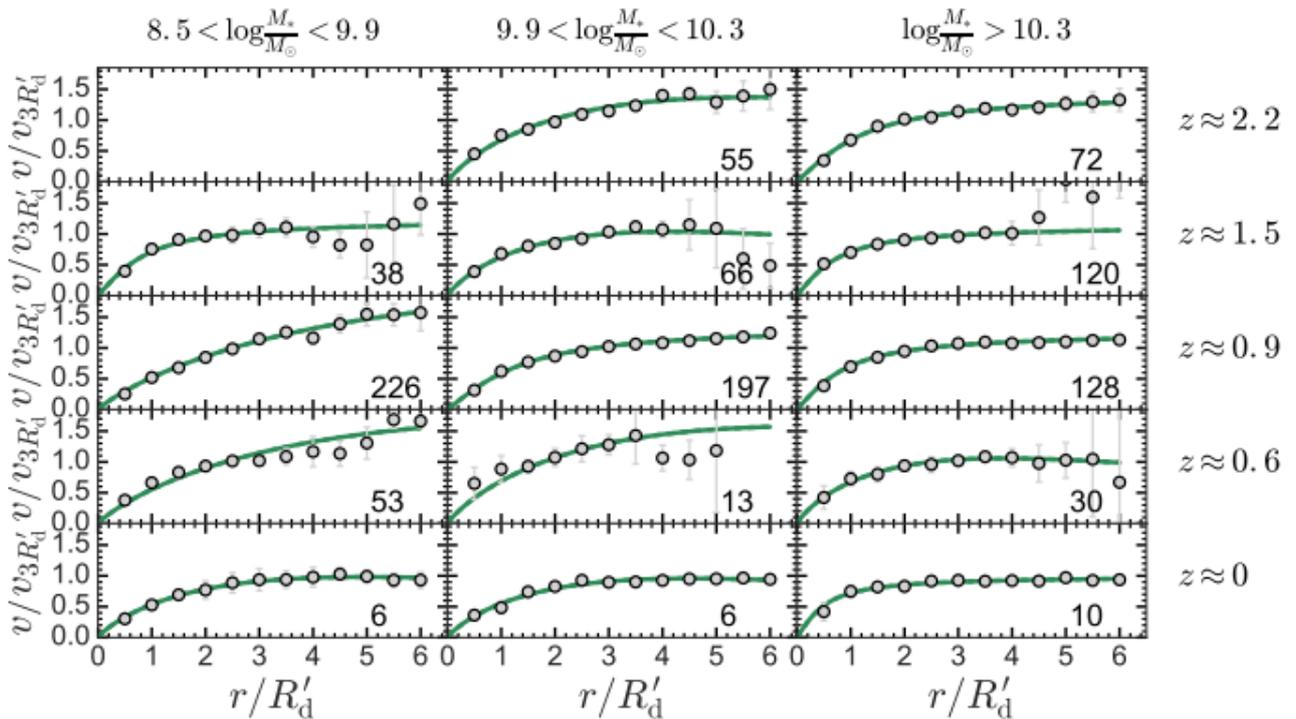


Fig. 10

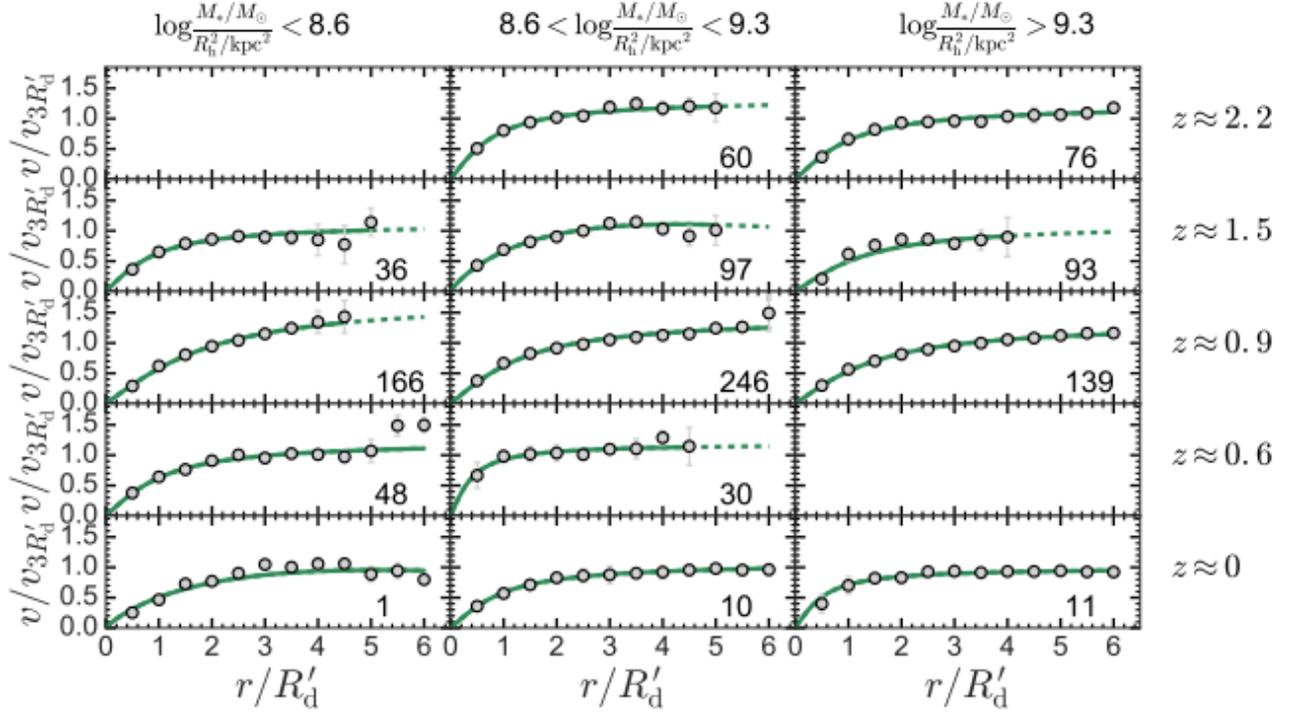


Fig.11.

Fig. 9,10,11: tratte da Tiley et al. (2019). In tutti i pannelli, ad eccezione di quelli a $z \approx 0$, la velocità ad ogni raggio è estratta tramite un fit dello spettro dall'intervallo radiale corrispondente nel diagramma posizione-velocità ottenuto dalla somma dell'emissione delle singole galassie. Per quello $z \approx 0$, la curva di rotazione è costruita tramite una somma mediata delle curve di rotazione ricavate da HI per ogni galassia. Il modello di rotazione best-fit è rappresentato dalla curva verde. Che le curve siano rappresentate in funzione del solo redshift (fig. 9), di redshift e massa (fig. 10) o di redshift e di densità superficiale di massa stellare centrale (fig. 11) il risultato non cambia: tutte rimangono piatte o crescono oltre i $6R'_d$.

3.2.3 CORREZIONI DA CONSIDERARE IN PRESENZA DI FORTE TURBOLENZA

L'analisi svolta da Wellons (et al., 2020) parte proprio commentando i risultati ottenuti da Genzel (et al., 2017), che pur considerando il contributo di un supporto di pressione turbolenta all'esterno del disco utilizzando un semplice modello analitico, arriva alla conclusione che la frazione di DM sia solo del 0-20% entro il raggio di mezza luce. Questi risultati sono stati confermati da studi successivi (tra cui Lang et al., 2017), avvalorando l'ipotesi che la DM giochi un ruolo diverso nelle galassie ad alto redshift rispetto che nell'Universo locale, ma l'interpretazione di queste misure cinematiche contiene molte difficoltà. Come giustamente notato da Genzel (et al., 2017), il gradiente di pressione del mezzo interstellare (IMS) può portare a far declinare le curve di rotazione, poiché crea forze che si contrappongono a quelle gravitazionali. Per comprendere quindi il caso delle galassie ad alto redshift fortemente dominate dai barioni è necessario capire come correggere correttamente il contributo dei gradienti di pressione. Ma questo fenomeno non è l'unico da tenere in considerazione per interpretare correttamente i dati: molti fattori, sia fisici che osservativi, possono alterare le curve di rotazione, inducendo a una lettura sbagliata dei risultati. Osservativamente, bisogna prestare attenzione all'inclinazione della galassie e agli effetti del beam smearing per estrapolarne la sua rotazione intrinseca a partire dalla velocità osservata lungo la linea di vista. Vari fenomeni fisici invece, oltre al già citato contributo dei gradienti di

pressione, possono modificare la rotazione intrinseca della galassia, così da non renderla più una funzione unicamente dipendente dalla massa contenuta. La modifica portata dal gradiente di pressione turbolento è significativa se l'ISM è molto turbolento, questo effetto di diminuzione della velocità di rotazione a causa della contrapposizione alle forze gravitazionali è a volte chiamato "corrente asimmetrica" (già citata in Genzel et al., 2017), che può essere trascurato in presenza di un sistema fortemente dominato dalla rotazione, ma questo non è il caso dell'Universo giovane, il cui stato turbolento e disordinato lo rende molto rilevante. Un'ulteriore assunzione che può modificare la deduzione della velocità di rotazione dalla semplice massa è quella della forma del potenziale gravitazionale. L'ipotesi più semplice possibile è quella di una distribuzione di massa sferica e simmetrica, così che la velocità di rotazione sia direttamente collegata alla massa stessa; nella realtà però la situazione non è mai così semplice. Generalmente infatti la massa può essere vista come composta da un bulge ellissoidale stellare, da un disco di stelle e gas e da un alone di materia oscura e gas, che tendenzialmente è sferico, ma a volte può essere triassiale o contenere sottostrutture. Osservativamente, si può tenere conto di questa distribuzione inserendo una decomposizione bulge-disco e combinandone i potenziali gravitazionali delle singole componenti. Una componente che gioca un ruolo chiave nel determinare la massa partendo dalla velocità di rotazione è l'eccentricità. Nel corpo centrale del disco si ipotizza che valga l'assunzione del moto lungo orbite circolari del gas, poiché quest'ultimo si circularizza tramite auto-interazioni, ma quando questa assunzione non è verificata ci possono essere ripercussioni notevoli, infatti la velocità orbitale del gas lungo orbite eccentriche differisce in modo sostanziale da quella di un moto circolare. L'assunzione del moto circolare tende a non valere soprattutto nelle regioni interne del disco, dove strutture non simmetriche lungo gli assi (come le barre) possono essere importanti, e nelle regioni dei limiti esterni, perché il gas in entrata non ha ancora avuto il tempo di circularizzarsi grazie al moto orbitale. L'influenza di questi effetti sulla deduzione della massa dalla velocità di rotazione è stata testata tramite simulazioni cosmologiche ad alta risoluzione con il modello di formazione galattica FIRE (feedback in ambienti realistici), la cui alta risoluzione di massa permette di rilevare tutti gli effetti sopra menzionati. Per controllo, sono state inserite anche galassie appartenenti alla Via Lattea a $z=0$. Queste simulazioni permettono così di quantificare l'effetto di tutti i fenomeni sopra citati sulla quantità della massa dedotta a partire dalla velocità di rotazione. Bisogna sempre considerare che oltre a questi effetti, però, è possibile risentire di bias causati da limiti osservativi. In queste simulazioni viene assunta una cosmologia piatta Λ CDM con valori $\Omega_m = 0.32$, $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m$, $\Omega_b = 0.049$ e $H_0 = 67 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Le simulazioni FIRE sono adatte a studiare gli effetti fisici che modificano le velocità di rotazione nei dischi gassosi. L'approccio "zoom-in" mantiene inalterato il contesto cosmologico degli aloni in cui le galassie risiedono, e contemporaneamente cattura ad alta risoluzione il mezzo interstellare multifase, gli addensamenti in cui è presente attività di formazione stellare e il feedback dipendente dal tempo, che insieme permettono di ben stimare la turbolenza del ISM. Queste simulazioni inoltre includono la formazione stellare, che avviene nel gas denso e auto gravitante, e il feedback stellare determinato da pressione di radiazione, fotoionizzazione, riscaldamento foto elettrico, venti stellari e supernovae. Le galassie di principale interesse per questo lavoro sono in

un intervallo di massa $M_* > 10^{11} M_\odot$ a $z > 1$. Ogni simulazione è stata fatta partire da un volume contenente solo DM avente una massa d'alone di $\sim 10^{12.5} M_\odot$ a $z=2$ e popolato da barioni ($m_b = 3.3 \times 10^4 M_\odot$, $m_{DM} = 1.7 \times 10^5 M_\odot$); il feedback da nuclei galattici attivi (AGN) non sono inclusi in queste simulazioni. Da queste condizioni iniziali le simulazioni sono state fatte evolvere fino a $z=1$, ottenendo dinamiche e tempi di formazione molto diversi per le 4 galassie, pur raggiungendo tutte una massa di $2-5 \times 10^{11} M_\odot$. Tutte e 4 le simulazioni a $z=1$ sono fortemente dominate da stelle nel kpc centrale; i due sistemi con aloni presenti già a $z=3$ non ne presentano un'evoluzione, mentre per gli altri casi la crescita dinamica dell'alone è presente in tutte le componenti di massa. Un'altra caratteristica comune a tutte e 4 è la presenza notevole di gas in formazione stellare in quasi tutte le epoche della loro formazione, anche se spesso si verificano outburst dal feedback stellare, che possono esaurire le loro riserve di gas nucleare (Anglès-Alcàzar et al., 2017b). La forte dominazione barionica nella regione centrale è qualitativamente consistente con i risultati ottenuti da Genzel (et al., 2017) su campioni di galassie con massa e redshift simile, ma le galassie massive nella simulazione appaiono ancora più compatte di quelle osservate nello stesso regime. La media del raggio di metà massa stellare ($R_{1/2}$) è ottenuto ruotando la galassia in modo che sia face-on, calcolando il profilo di massa stellare fino a 30 kpc e trovando il raggio che racchiude metà della massa totale ($R_{1/2}$ appunto). Questa misura della misura intrinseca può essere ragionevolmente comparata con i dati osservativi, considerando però che non sono ancora considerate tutte le complicazioni derivanti dal dedurre le misure dai dati osservativi. $R_{1/2}$ di queste galassie simulate sono tipicamente sub-kpc, molto più compatti di quelli aspettati a confronto con la relazione misura-massa per galassie a formazione stellare. Infatti, anche se le galassie sono a formazione stellare durante tutta la simulazione, le loro dimensioni sono inferiori della relazione per galassie quiescenti: probabilmente questo è dovuto alla mancanza del feedback AGN nella simulazione, che permette a troppi barioni di condensarsi e formare stelle vicino al centro e non porta allo spegnimento della galassia. In altre simulazioni effettuate in modo analogo (Choi et al., 2018), includendo il feedback AGN si ha sì un incremento della dimensione stellare presenti nelle galassie massive, ma il raggio effettivo è ancora sotto stimato di un fattore ~ 2 . L'eccessiva compattezza della distribuzione stellare ha un effetto diretto sulla magnitudine delle velocità di rotazione, tramite la relazione Tully-Fisher. A causa della grande concentrazione stellare delle galassie simulate, le loro velocità di rotazione a $2R_{1/2}$ sono molto più elevate del previsto, ponendole molto al di sopra della relazione osservata Tully-Fisher. Le simulazioni di galassie locali ($z=0$) hanno un'estensione stellare maggiore, risultando così più coerenti con le osservazioni, ponendo le loro velocità di rotazioni ben al di sopra della relazione Tully-Fisher.

Per l'analisi cinematica vengono selezionate quelle istantanee in cui è presente un disco gassoso ben organizzato, in particolare quelli in cui il disco è

(i) dominato dalla rotazione, ossia $\bar{v}_\phi / \sigma > 4$ per il gas al doppio di $R_{1/2}$

(ii) distribuito omogeneamente: per assicurare quest'ultima condizione a ogni istantanea si assegna un profilo di densità superficiale mediato sull'asse azimutale con una legge a doppia potenza, che è abbastanza flessibile da trovare un buon fit ogni qualvolta sia presente un disco regolare. Le pendenze medie sono tra -2.5 e -4.5 nella parte esterna del disco, mentre vengono

scartate quelle istantanee in cui la pendenza interna è positiva o quelle con elevati χ^2 , ievitando così tutte le situazioni di non equilibrio.

Le istantanee che rispettano questi due criteri sono ~40% di quelli tra $z=1-3$. Viene effettuata un taglio sulla temperatura del gas con l'intento di selezionare solo quello racchiuso nel disco, la cui turbolenza supporta il disco stesso, piuttosto che considerare le nubi fredde al suo interno o il flusso caldo in uscita; però si nota che questa selezione non ha praticamente effetto sui risultati. L'analisi che segue è lo studio degli effetti che portano a una deviazione dalle velocità di rotazione del gas ricavate con le assunzioni di simmetria sferica, zero pressione e che $\bar{v}_\phi = \sqrt{GM_{enc}/r}$.

Velocità intrinseca: per calcolare il reale profilo della velocità di rotazione del disco bisogna applicare la selezione del gas freddo nominata precedentemente e trovare la velocità media nella direzione Φ (\bar{v}_ϕ) delle particelle di gas in ogni anello. Si calcola anche il profilo della velocità di dispersione radiale $\sigma_{v_r}(r)$ prendendo la deviazione standard della velocità radiale (v_r) lungo la stessa selezione degli elementi di risoluzione del gas. v_r è direttamente correlata al gradiente di pressione turbolento radiale. Sia la velocità di rotazione misurata che quella attesa possono essere molto elevate, a causa dell'estrema compattezza della distribuzione di massa stellare, con i valori più estremi registrati nelle galassie formate prima. Si trovano dispersioni della velocità radiale in una dimensione che sono quasi costanti con il raggio, a eccezione di un picco centrale. A causa della densità centrale e delle velocità di rotazione eccessive rispetto a quelle effettivamente osservate (a causa dell'assenza del feedback AGN), bisogna considerare che questi dati non sono predizioni numericamente attendibili delle galassie ad alto redshift.

Quello che si evince da questi dati è che in una zona compresa tra 1-3 kpc \bar{v}_ϕ è in accordo con le assunzioni senza deviazioni ($\sqrt{GM_{enc}/r}$), mentre a raggi maggiori o minori è molto minore.

Correzione per la pressione di turbolenza: i gradienti radiali nella pressione turbolenta del disco riducono la rotazione. Questo effetto si traduce in un termine aggiuntivo nel bilancio delle forze:

$$\frac{\bar{v}_\phi^2}{r} = f_g(r) + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr}$$

dove $f_g(r)$ è la componente radiale della forza di gravità specifica a r ; ρ e P sono la densità e la pressione del gas, e il termine a sinistra dell'equazione assume orbite circolari. Se la turbolenza è la fonte dominante di pressione (quindi quella termica è trascurabile, come nel caso di gas freddo in sistemi massivi ad alto redshift), allora $P = \rho \sigma^2$ (con σ velocità di dispersione unidimensionale) e l'equazione precedente diventa:

$$\frac{\bar{v}_\phi^2}{r} = f_g(r) + \frac{\sigma^2}{r} \frac{d \log(\rho \sigma^2)}{d \log r}$$

Per misurare la forza applicata sul gas bisogna calcolare il profilo di pressione per le particelle del gas freddo in ogni anello, dopodiché si misura la pendenza $\frac{d \log P}{d \log r}$ con un'approssimazione del primo ordine. In questo studio si può calcolare la "deriva asimmetrica del gas" direttamente dai dati delle simulazioni.

EFFETTI: alte velocità di dispersione indicano un forte supporto radiale dato dai gradienti di pressione, la cui correzione è influenzata da due quantità fisiche: la velocità di dispersione e il gradiente di densità. Nel disco esterno il gradiente di pressione diventa un supporto sempre maggiore, sopprimendo la velocità anche del 10-40%, portando a una sottostima della massa.

Questo effetto è indipendente dal redshift, ma a $z \sim 2$ il gradiente di pressione turbolenta diventa significativo in tutto il disco, portando a una sottostima della massa lungo l'intero disco.

Correzione del potenziale gravitazionale: un'altra deviazione all'assunzione fatta in precedenza è che questi sistemi non sono perfettamente simmetrici nè sferici. Sono invece composti da un bulge stellare ellissoidale, un alone di materia oscura e un disco piatto composto da stelle e gas, con possibili ulteriori sottostrutture (come un sub-alone di satellite). Per ovviare a questo problema di solito si esegue una decomposizione del bulge e del disco, così da trovare le masse delle rispettive componenti e combinarne i potenziali gravitazionali; anche in questo caso questa simulazione può calcolare direttamente la forza gravitazionale specifica (ossia l'accelerazione) sentita da una particella test che giace nel piano del disco. Successivamente viene mediata la componente r della forza specifica per 4 punti in ogni anello radiale per trovare $f_g(r)$, che si differenzierà da GM_{enc}/r^2 :

$$f_g(r) = \frac{GM_{enc}}{r^2} + \delta f_g(r)$$

dove $\delta f_g(r)$ rappresenta la deviazione dalla simmetria sferica. Aggiungendo questa componente al bilancio delle forze otteniamo, in termini di massa:

$$\frac{\bar{v}_\phi^2 r}{G} = M_{enc} + \frac{r^2 \delta f_g(r)}{G} + \frac{\sigma^2 r}{G} \frac{d \log(\rho \sigma^2)}{d \log r}$$

dove il termine a sx viene chiamato $M_{\bar{v}_\phi}$, il secondo termine a dx ΔM_{grav} e l'ultimo ΔM_{press} , così da ottenere: $M_{enc} = M_{\bar{v}_\phi} + \Delta M_{grav} + \Delta M_{press}$. Misurare i termini a dx di quest'equazione permette di confrontare la reale M_{enc} con la massa dinamica stimata dalle osservazioni, esaminando così il peso dei vari effetti fisici.

EFFETTI: la componente stellare è contenuta ~40% nel bulge, con il restante ~60% che si trova in un disco rotante e non sferico. Questo disco stellare oblatto altera il potenziale, influenzando le regioni più interne.

Misura della non circolarità: orbite non circolari nel disco gassoso si verificano sotto numerose circostanze fisiche. In queste simulazioni spesso si producono strutture non asimmetriche, come barre o orbite molto ellittiche nelle regioni centrali, che sono difficili da individuare se non risolte, come nel caso at alto redshift. In altri punti del disco, invece, il gas può non essere in equilibrio: è il caso degli inflow/out flow causati da feedback. Si trova che la regione interna del disco è suscettibile a questi effetti, ma anche le regioni esterne sono influenzate dagli inflows. Per isolare la zona dove il moto è effettivamente circolare bisogna richiedere che il moto nel piano sia dominato dalla rotazione, che non ci siano significativi inflow/out flow radiali e che il moto sia uniforme dentro gli anelli.

Gradiente di pressione: alte velocità di dispersione indicano un forte supporto radiale dato dai gradienti di pressione, la cui correzione è influenzata da due quantità fisiche: la velocità di dispersione e il gradiente di densità. Nel disco esterno il gradiente di pressione diventa un supporto sempre maggiore, sopprimendo la velocità anche del 10-40%, portando a una sottostima della massa.

EFFETTI: strutture non asimmetriche sono piuttosto comuni nelle regioni centrali. I centri dei dischi tendono ad essere volatili, con outburst episodici seguiti da inflows. Le regioni esterne tendono ad avere un moto più ellittico poiché il gas freddo che entra non è neancora stato circolarizzato.

In media, quando il disco è ben organizzato, la regione circolarizzata è stata selezionata, gli effetti dei gradienti di pressione turbolenta e dei potenziali gravitazionali non sferisci sono considerati, si trova che si riesce a dedurre una stima ragionevole della massa racchiusa dai profili di rotazione osservati.

Il reale impatto di queste correzioni sulla massa stimata è riportato nei grafici della fig. 12.

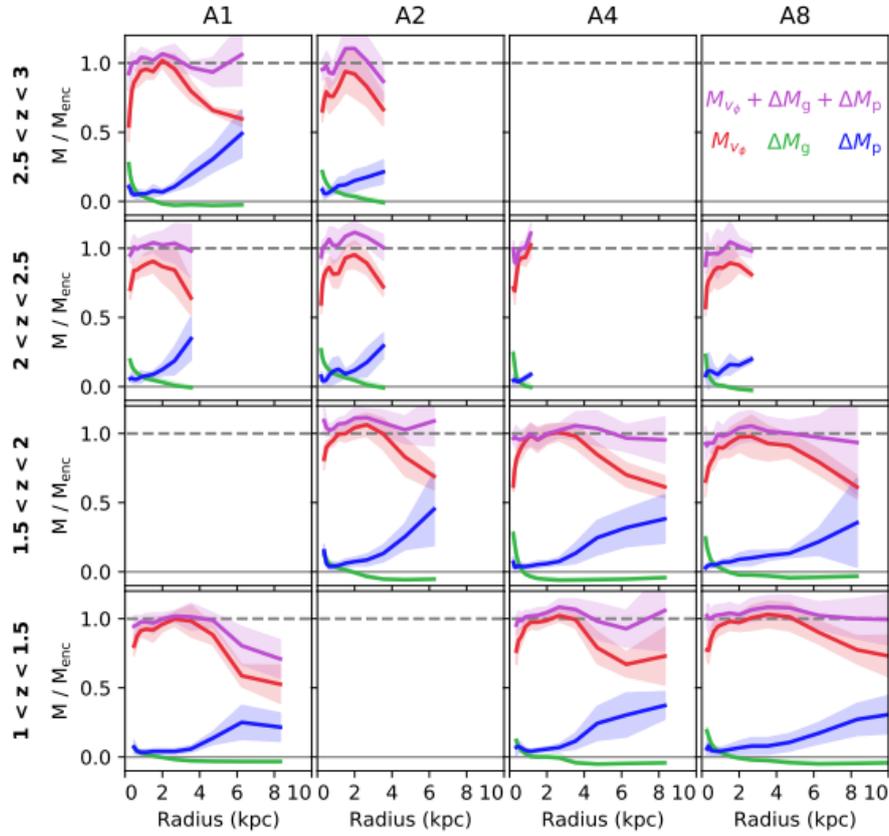


Fig. 12: tratta da Wellons et al. (2020). Stima della massa relativa alla reale massa racchiusa M_{enc} (come definita precedentemente nel testo). In ogni pannello le linee rosse mostrano la massa dedotta direttamente dalla rotazione $M_{\bar{v}_\phi}$, le linee blu mostrano la correzione da applicare tenendo conto dei gradienti radiali nella pressione turbolenta ΔM_{press} , quelle verdi la correzione per il potenziale gravitazionale non sferico ΔM_{grav} , e quelle viola mostrano la combinazione di tre contributi $M_{enc} = M_{\bar{v}_\phi} + \Delta M_{grav} + \Delta M_{press}$. Le linee continue rappresentano i valori medi delle singole simulazioni (variando per colonna) in un range di redshift di 0.5 (variando per riga). Sono inclusi solo le istantanee dove il disco rispetta i criteri spiegati precedentemente nel testo e le regioni del disco dove sono rispettati i criteri di circolarità. Le regioni sfumate indicano la variazione lungo le istantanee entro il 25-75%. Includendo questi tagli e correzioni si riesce a ricavare M_{enc} in media, dimostrando che questi sono gli effetti fisici dominanti che causano la variazione di $M_{\bar{v}_\phi}/M_{enc}$ dall'unità.

I dischi massivi ad alto redshift hanno estensioni minori e velocità maggiori rispetto a quelli locali e presentano una percentuale di DM entro i 2 kpc di $\sim 20\text{-}25\%$, mentre è di $\sim 8\%$ la frazione di DM all'interno di $R_{1/2}$. Questa piccola frazione di DM è consistente con le osservazioni di Genzel (et al., 2017). Questo studio però conclude sottolineando le difficoltà osservative di questi effetti a grandi redshift e che in quest'analisi non sono stati inclusi effetti osservativi come bassa risoluzione, beam smearing e correzioni per inclinazione. La mancanza principale è il non tener conto del feedback di AGN, sovrastimando così la densità stellare centrale. Viene sottolineato inoltre come la correzione utilizzata di solito per il gradiente di pressione, presente anche nello studio di Genzel et al. (2017), si basa su due assunzioni: che σ sia indipendente dall'altezza o che il

gas sia in equilibrio idrostatico verticale. Queste assunzioni però vengono meno nelle osservazioni ad alto redshift. Da qui la possibilità che i risultati ottenuti dalle osservazioni di Genzel (et al., 2017) non siano completamente attendibili a causa della difficoltà di stimare le giuste correzioni per osservazioni ad alto redshift.

CAPITOLO 4

CONCLUSIONI

CAP. 4.1: CONFERME OSSERVATIVE E NUOVE INTERPRETAZIONI

Genzel (et al., 2020) ripete le osservazioni allo stesso intervallo di redshift con un campione di 41 galassie estese, massive e a formazione stellare, ricavandone le curve di rotazione da dall'analisi dell'emissione H α o CO. Lo studio conferma che questo tipo di galassie nell'epoca del picco della formazione stellare cosmica presentano dischi fortemente dominati dai barioni, informazione che è correlata principalmente al parametro di momento angolare barionico, alla densità superficiale barionica e alla massa del bulge. Questo campione è sbilanciato verso dischi molto estesi, che permettono una risoluzione migliore. Includendo galassie più piccole dallo studio di Wuyts et al. (2016) la correlazione della frazione barionica con la frazione di densità superficiale barionica di sistemi dominati dai barioni aumenta ancora di più. Si deduce che queste galassie povere di DM siano gli antenati delle galassie massive ETG a $z=0-1.4$, che hanno anch'esse frazioni di DM basse. Viene notato come la percentuale di galassie dominate dai barioni sia decrescente a z via via più piccoli. Questo contenuto di DM basso nei dischi ad alto redshift non può essere riferito all'intero sistema disco-alone, ma a una distribuzione di DM piatta o a nucleo; il "deficit di materia oscura" di questi nuclei rispetto alle distribuzioni NFW classiche sono mediamente $30 (\pm 10)\%$ della massa del bulge. L'ipotesi degli autori è che le così basse frazioni di materia oscura trovate siano da ricondursi a deviazioni a piccoli raggi dal profilo NFW.

La forte correlazione o anticorrelazione del contenuto di materia oscura con il momento angolare e la densità superficiale del disco barionico su scale di 5-20 kpc e la massa del bulge centrale su scala 0 (1 kpc), suggeriscono che i processi dissipativi durante le prime fasi ricche di gas dell'evoluzione della galassia potrebbero essere indizi importanti per la comprensione della distribuzione della materia oscura centrale. La combinazione di rapido trasporto interno di barioni, riscaldamento causato da attrito dinamico del nucleo della materia oscura, e un'espellere all'esterno la materia oscura a causa della combinazione di feedback stellare e AGN, può plausibilmente spiegare queste osservazioni.

CAPITOLO 4.2: CONSIDERAZIONI COMPLESSIVE

Per riassumere, le osservazioni ad alto redshift non sono facili da eseguire e la comprensione dei dati non porta ad un risultato univoco. Dal punto di vista osservativo, Tiley (et al., 2019) mostra come una scelta apparentemente banale come la scala di normalizzazione in realtà porti a risultati molto diversi. Scegliendo come scala il raggio di turnover R_t si ottengono risultati che presentano un bias verso le galassie con un rapporto $v_c/\sigma_0 < 1$, dominate dalla dissipazione e più piccole delle altre galassie, rendendo così possibile tracciarne la curva di rotazione ben oltre R_t , mostrando quindi una forte decrescita. Inoltre la scelta di utilizzare come scala R_t fa sì che tutte le curve siano racchiuse dentro $\pm R_t$, rendendo ancora una volta il declino oltre R_t molto evidente, ottenendo

così curve di rotazione fortemente decrescenti. La differenza con la scelta di normalizzare secondo il raggio osservabile corretto per effetti di seeing R'_d è ben evidente: qui le curve non sono affette da alcun bias e le curve, indipendentemente dall'epoca cosmica, sono piatte o crescenti. Per il confronto tra le due normalizzazioni rimando alle fig. 7, 8, 9, 10 ed 11. Genzel (et al.) nel suo studio del 2020 conferma nuovamente il trend già osservato nel 2017 di osservare curve decrescenti ad $z \approx 2$, dando però un'interpretazione diversa. Questo studio infatti afferma che per spiegare i dati osservativi bisognerebbe considerare deviazioni dalla distribuzione del profilo NFW con cuspidi centrale comunemente usato per la materia oscura in favore di una distribuzione che presenta un nucleo centrale, o almeno una distribuzione meno a cuspidi. Quest'ipotesi lascia spazio a futuri studi per meglio determinare la distribuzione di materia oscura a piccoli raggi. Infine è importante considerare tutte le difficoltà osservative e teoriche nell'osservare ad alto redshift. Come viene sottolineato nello studio di Wellons (et al., 2020), gli errori strumentali e le incertezze per questo tipo di osservazioni sono piuttosto rilevanti, e l'ambiente in cui avvengono ha caratteristiche diverse dall'Universo locale. In particolare, la turbolenza nell'Universo giovane gioca un ruolo ben più importante che in quello attuale, creando così gradienti di pressioni in grado di contrastare la forza attrattiva che spinge le particelle in orbita a muoversi a determinate velocità, facendone rallentare il moto. Le conseguenze sono anche sulla forma delle orbite: in particolare a raggi esterni, il gas appena catturato dalla gravità non segue ancora un moto circolare, e nelle regioni centrali invece i moti sono modificati dalla presenza di strutture che non sono simmetriche, come ad esempio barre centrali.

BIBLIOGRAFIA

- Adelheid F. Teklu, Rhea-Silvia Remus, Klaus Dolag, Alexander Arth, Andreas Burkert, Aura Obreja, Felix Schulze, *Declining Rotation Curves at $z = 2$ in Λ CDM Galaxy Formation Simulations*, 2020
- Alfred L. Tiley, A. M. Swinbank, C. M. Harrison, Ian Smail, O. J. Turner, M. Schaller, J. P. Stott, D. Sobral, T. Theuns, R. M. Sharples, S. Gillman, R. G. Bower, A. J. Bunker, P. Best, J. Richard, Roland Bacon, M. Bureau, M. Cirasuolo, G. Magdis, *The Shapes of the Rotation Curves of Star-forming Galaxies Over the Last ≈ 10 Gyr*, 2019
- P. Salucci, *The distribution of dark matter in galaxies*, 2019
- R. Genzel, N. M. Förster Schreiber, H. Übler, P. Lang, T. Naab, R. Bender, L. J. Tacconi, E. Wisnioski, S. Wuyts, T. Alexander, A. Beifiori, S. Belli, G. Brammer, A. Burkert, C. M. Carollo, J. Chan, R. Davies, M. Fossati, A. Galametz, S. Genel, O. Gerhard, D. Lutz, J. T. Mendel, I. Momcheva, E. J. Nelson, A. Renzini, R. Saglia, A. Sternberg, S. Tacchella, K. Tadaki & D. Wilman¹, *Strongly baryon-dominated disk galaxies at the peak of galaxy formation ten billion years ago*, 2017
- R. Genzel, S.H. Price, H. Übler, N.M. Förster Schreiber, T.T. Shimizu, L.J. Tacconi, R. Bender, A. Burkert, A. Contursi, R. Coogan, R.L. Davies, R.I. Davies, A. Dekel, R. Herrera-Camus, M.-J. Lee, D. Lutz, T. Naab, R. Neri, A. Nestor, A. Renzini, R. Saglia, K. Schuster, A. Sternberg, E. Wisnioski & S. Wuyts, *Rotation Curves in $z \approx 1-2$ Star-Forming Disks: Evidence for Cored Dark Matter Distributions*, 2020
- Sarah Wellons, Claude-André Faucher-Giguère, Daniel Anglés-Alcàzar, Christopher C. Hayward, Robert Feldmann, Philip F. Hopkins, and Dušan Kereš, *Measuring dynamical masses from gas kinematics in simulated high-redshift galaxies*, 2020
- Vera C. Rubin, W. Kent Ford, Jr, *Rotation of the Andromeda Nebula from a spectroscopic survey of emission regions*, 1970