



Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia 'Galileo Galilei'

Corso di Laurea in Astronomia

**La scoperta di galassie primordiali con il James Webb Space
Telescope è in conflitto con i modelli cosmologici standard?**

Relatore

Prof. Giulia Rodighiero

Laureanda

Sara Tacchetto

Anno accademico 2022-2023

Indice

1	Introduzione	1
2	Formazione ed Evoluzione degli Aloni di Materia Oscura	2
2.1	Materia Oscura e Formazione di Strutture	2
2.2	Evoluzione di una Perturbazione di Densità	5
2.2.1	Evoluzione Lineare delle Perturbazioni	6
2.2.2	Evoluzione Non Lineare delle Perturbazioni	7
2.3	Proprietà Statistiche delle Perturbazioni Cosmologiche e degli Aloni di Materia Oscura	9
2.3.1	Evoluzione dello Spettro di Potenza Lineare	10
2.3.2	Funzione di Massa degli Aloni	13
2.3.3	Fusione Gerarchica di Aloni di Materia Oscura	15
3	Lyman Break Galaxies	18
3.1	Serie di Lyman	18
3.2	Tecnica Lyman-Break	19
3.3	Proprietà delle Galassie Lyman-Break e Criticità del Metodo	21
3.4	Telescopi e Strumenti per la Ricerca e l'Osservazione di Galassie Lontane	23
3.4.1	Prima del JWST	23
3.4.2	Con il JWST	24
3.5	Risultati Recenti	25
3.5.1	Risultati HST	25
3.5.2	Risultati nell'era del JWST	27
4	Tensioni con il modello ΛCDM	32
4.1	Presenza di Tensioni	32
4.2	Assenza di Tensioni	42

INDICE

5 Conclusioni **45**

Bibliografia **48**

Capitolo 1

Introduzione

La principale sfida della cosmologia è sempre stata riuscire ad osservare oggetti sempre più antichi e lontani, che è quindi strettamente legata ai limiti tecnici degli strumenti usati. Per questa ragione i recenti progressi nelle osservazioni spaziali forniscono informazioni estremamente importanti per lo sviluppo e la conferma delle teorie cosmologiche. Il *James Webb Space Telescope* sta fornendo una grande quantità di nuovi dati con risoluzione e profondità finora mai raggiunti, e lo studio di questi dati è un ambito particolarmente attivo della cosmologia moderna.

Questo elaborato mira a dare una visione d'insieme della teoria alla base dei modelli e di alcuni degli studi più recenti. Il punto di partenza è la teoria di formazione ed evoluzione degli aloni di materia oscura (capitolo 2), necessaria a comprendere i meccanismi della formazione ed evoluzione delle galassie, osservabile di riferimento. Diventa quindi importante riuscire ad osservare galassie antiche per poter verificare la teoria, una delle tecniche più usate è quella del Lyman-break, che viene esposta nel capitolo 3, assieme ad alcune applicazioni di questa tecnica alle osservazioni fatte con i telescopi spaziali, l'*Hubble Space Telescope*, e soprattutto con il *James Webb Space Telescope*. Nell'ultimo capitolo (4) infine vengono esposti due articoli nei quali vengono analizzati i nuovi dati con metodi diversi, raggiungendo conclusioni diverse riguardo alla presenza di tensioni con il modello cosmologico. Questo dibattito resta ancora aperto, e continuerà a essere sviluppato con l'arrivo e lo sviluppo di dati nuovi.

Capitolo 2

Formazione ed Evoluzione degli Aloni di Materia Oscura

La formazione delle galassie si ritiene sia dovuta al collasso e al raffreddamento di gas in aloni di materia oscura. Gli aloni di materia oscura si formano come conseguenza dell'instabilità gravitazionale e della crescita di perturbazioni primordiali della distribuzione di densità di materia dell'Universo. In questo capitolo verrà fatta una breve descrizione del complesso processo di formazione ed evoluzione delle strutture nell'Universo.

2.1 Materia Oscura e Formazione di Strutture

Lo sviluppo di teorie e modelli sugli aloni di materia oscura si è reso necessario per spiegare evidenze osservative tra cui le curve di rotazione delle componenti di disco delle galassie, in particolare delle regioni tracciate da HI.

I principali metodi usati per stimare la presenza di materia oscura nelle galassie dipendono dal loro tipo morfologico; per le galassie a disco si usano le curve di luce, per altri tipi morfologici i metodi risultano più versatili e si possono applicare a galassie di tipi differenti. I principali sono l'uso del teorema del viriale, stimando la massa dinamica delle galassie, lo sviluppo di modelli dinamici, lo studio di emissioni di gas a lunghezze d'onda X, e lo studio tramite lenti gravitazionali.

Le osservazioni mostrano distribuzioni di materia oscura differenti a seconda del tipo di galassie considerato. Le *Star Forming Galaxies* (SFGs) si dividono in due categorie: le galassie con alta luminosità superficiale (*High Surface Brightness*), che sono dominate da materia barionica nelle

regioni interne, e le galassie con bassa luminosità superficiale (*Low Surface Brightness*), che contengono materia oscura anche nelle regioni più interne.

È stato stabilito, grazie a misure effettuate sfruttando le lenti gravitazionali, che sia necessaria la presenza di aloni di materia oscura pure in *Early Type Galaxies*, le cui regioni interne sono dominate da stelle e quelle esterne da materia oscura.

Su scale ridotte osserviamo comportamenti estremi: negli ammassi globulari non c'è evidenza di materia oscura mentre le galassie sferiche e quelle nane sono i sistemi maggiormente dominati da materia oscura.

Le evidenze osservative riassunte finora suggeriscono che la materia oscura abbia un ruolo fondamentale nella formazione di strutture. È possibile dimostrare indipendentemente da queste osservazioni che non si sarebbero potute formare galassie in un Universo composto solo di barioni.

Prima della ricombinazione a *redshift* $z \approx 1000$ barioni e fotoni erano strettamente accoppiati via scattering di Thomson. La massa di Jeans del fluido di barioni e fotoni accoppiati è molto elevata ($\approx 10^{16} M_{\odot}$), questo poiché la velocità caratteristica del fluido è molto vicina a quella della luce. Di conseguenza non è possibile alcuna crescita significativa di perturbazioni di fotoni-barioni su scale galattiche ($\ll 10^{16} M_{\odot}$). A $z \approx z_{rec}$ i barioni si separano dai fotoni a causa della ricombinazione che fa aumentare il cammino libero medio dello scattering di Thomson. Una volta che i barioni sono disaccoppiati, la velocità caratteristica del fluido è pari alla velocità del suono, e di conseguenza la massa di Jeans scende a $10^6 M_{\odot}$, per cui è possibile che le perturbazioni crescano. Dalle osservazioni del *Cosmic Microwave Background* (CMB) si vede che il contrasto di densità (eq. 2.2) di barioni-fotoni a $z \approx z_{rec}$ era circa $\delta \sim 10^{-5}$. Facendo un'analisi quantitativa della crescita delle perturbazioni di densità si trova che il valore di δ dovuto alle perturbazioni di barioni-fotoni non è sufficiente a giustificare la formazione di galassie e ammassi di galassie nei tempi previsti dalle osservazioni, quindi devono essere state presenti perturbazioni di materia non barionica, che a $z \sim 10^3$ valessero circa $\delta \sim 10^{-3}$, di due ordini di grandezza maggiori delle fluttuazioni di fotoni-barioni, e di conseguenza la materia non barionica doveva essere già disaccoppiata da barioni-fotoni. Nel caso in cui valga la relatività generale come teoria gravitazionale, allora le prove presentate sostengono che la formazione di strutture sia stata guidata dalla materia oscura non da quella barionica. I barioni, una volta disaccoppiati dai fotoni, raggiungono velocemente lo stesso livello di perturbazione della materia oscura cadendo nelle buche di potenziale create da tali perturbazioni.

La materia oscura è definita come tutta la materia dell'Universo che non risulta rilevabile

tramite emissione o assorbimento di radiazione; in seguito si distingue tra la materia oscura barionica e materia oscura non barionica. La materia oscura barionica è materia ordinaria composta da barioni (si usa il termine barioni in maniera generica per indicare tutta la materia composta da particelle ordinarie, indipendentemente dal fatto che siano barioni o leptoni, questo poiché il contributo dei leptoni nella massa totale paragonato a quello dei barioni è trascurabile) che non emette radiazione rilevabile (buchi neri e stelle di neutroni). La materia oscura che non è formata da barioni è caratterizzata dalla mancanza totale di interazione elettromagnetica. L'analisi del CMB e lo studio della nucleosintesi del Big Bang suggeriscono che la maggior parte della materia oscura sia non barionica. È quindi diventato comune riferirsi alla materia oscura non barionica chiamandola materia oscura *tout court*.

La maggior parte delle particelle candidate come materia oscura sono *thermal relics*; queste sono particelle che in principio erano in equilibrio termico con la radiazione, da cui si sono disaccoppiate dopo un certo tempo. In base alla loro velocità termica durante il disaccoppiamento, le possibili particelle sono classificate come materia oscura calda, tiepida o fredda.

La materia oscura calda (*Hot Dark Matter*) è composta da particelle poco massicce: i prototipi sono neutrini con $m_{DM}c^2 \lesssim 0.2eV$. I neutrini si sono disaccoppiati dai barioni, e quindi anche dai fotoni, a *redshift* molto elevati ($z \sim 10^{10}$), quando erano ancora particelle relativistiche, successivamente le loro velocità termiche diminuiscono col tempo cosmico e diventano non relativistici. Le velocità caratteristiche corrispondenti alle buche di potenziale delle galassie sono dell'ordine di $10^2 km s^{-1}$. Attualmente la velocità termica dei neutrini è $\gtrsim 100 km s^{-1}$ per cui risultano ancora troppo veloci per poter essere legati gravitazionalmente su scale galattiche, questo fenomeno è chiamato *free streaming*. Questo esclude che gli aloni galattici di materia oscura siano composti da HDM.

La materia oscura fredda (*Cold Dark Matter*) è fatta di particelle molto più massicce ($m_{DM}c^2 \gtrsim 1GeV$), a cui ci si riferisce solitamente come *Weakly Interacting Massive Particles* o WIMPs, ovvero particelle di grande massa debolmente interagenti. Queste particelle si disaccoppiano molto presto e quando ciò accade sono già non relativistiche, la loro velocità termica è trascurabile e può anche essere considerata nulla, perciò possono formare strutture su tutte le scale. Un'alternativa alle WIMPs sono gli assioni, candidati a particelle di materia oscura che, nonostante siano molto leggeri, si comporterebbero come CDM perché avrebbero velocità molto basse, e non sarebbero *thermal relics*.

La materia oscura tiepida (*Warm Dark Matter*) sarebbe composta da particelle di massa intermedia tra le particelle di HDM e le particelle WIMPs (tipicamente $m_{DM}c^2 \sim 1keV$). Al disaccoppia-

mento dai fotoni-barioni non sarebbero relativistiche ma diversamente dalle WIMPs non avrebbero velocità trascurabili. Tali velocità preverrebbero che le particelle venissero catturate dalla gravità su scale piccole, paragonabili a quelle di galassie nane.

Qualsiasi categoria di materia oscura, sia questa calda, tiepida o fredda, è *collisionless*, in quanto si ritiene che le particelle che la compongono interagiscano in maniera significativa tra di loro solo via interazioni gravitazionali e, anche considerando le particelle più massicce previste dalla CDM, tali interazioni gravitazionali sarebbero interamente trascurabili se paragonate con il campo gravitazionale medio. Misure effettuate grazie alle lenti gravitazionali del *merging* di ammassi di galassie forniscono un'evidenza osservativa della mancanza di collisioni della materia oscura poiché durante il *merging* questa segue la distribuzione *collisionless* delle galassie, comportandosi diversamente dall'ICM (*Intracluster Medium*), soggetto a collisioni.

Il modello cosmologico standard attualmente prevede la presenza predominante di CDM.

2.2 Evoluzione di una Perturbazione di Densità

Segue dalla discussione appena fatta che la formazione di strutture è guidata dalla crescita delle perturbazioni di densità di materia oscura. Consideriamo l'evoluzione delle perturbazioni di densità, assumendo di avere un Universo composto solo di materia non relativistica, che rappresenta la materia oscura prima della ricombinazione e l'intero contenuto di materia, barionica e oscura, dopo la ricombinazione. Dato che la materia oscura è dominante nella descrizione che sarà fatta della formazione di strutture, saranno trascurate le complicazioni legate alla fisica dei barioni.

La densità di materia $\rho(\mathbf{r}, t)$ in una posizione \mathbf{r} al tempo t può essere scritta come:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \bar{\rho}(t)[1 + \delta(\mathbf{r}, t)], \quad (2.1)$$

dove $\bar{\rho}(t)$ è la densità media dell'Universo al tempo t , e la quantità adimensionale $\delta(\mathbf{r}, t)$ è detta contrasto di densità:

$$\delta(\mathbf{r}, t) \equiv \frac{\rho(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)}. \quad (2.2)$$

Considerando un Universo omogeneo, quindi a *redshift* molto elevato, le perturbazioni di densità devono essere state molto piccole ($|\delta| \ll 1$). Al tempo t_i , in cui siano valide queste condizioni, si consideri una porzione di Universo con una densità pari a $\rho = (1 + \delta)\bar{\rho}$ con $\delta > 0$.

Questa regione si espanderà con un ritmo più lento rispetto al resto dell'Universo a causa della propria autogravità e ciò farà aumentare ulteriormente il contrasto di densità col passare del tempo. Finché $\delta \ll 1$ è possibile studiare gli effetti della perturbazione considerando una prima

approssimazione lineare delle equazioni, si parlerà quindi di perturbazioni di densità lineare con un'evoluzione lineare della perturbazione di densità. Se a un tempo successivo $t > t_i$ il contrasto di densità dovesse diventare $\delta \gtrsim 1$, la perturbazione non sarà più lineare e l'espansione terminerà, seguita da un collasso per l'autogravità, andando infine a formare un sistema in equilibrio.

2.2.1 Evoluzione Lineare delle Perturbazioni

Consideriamo quindi un Universo dominato da *collisionless* CDM, con perturbazioni di densità descritte dalla gravità Newtoniana. L'equazione di Boltzmann *collisionless* diventerebbe l'evoluzione lineare di una perturbazione lineare, ma nel caso considerato questa è equivalente alle equazioni idrodinamiche per un fluido a pressione zero. Le equazioni idrodinamiche importanti in questo caso sono l'equazione di conservazione di massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (2.3)$$

e l'equazione di Eulero che, trascurando il gradiente di pressione, vale:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\rho \nabla \Phi, \quad (2.4)$$

con \mathbf{u} velocità del fluido. Si consideri anche l'equazione di Poisson:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho, \quad (2.5)$$

che mette in relazione il potenziale gravitazionale Φ con la densità della distribuzione ρ . Risulta utile riscrivere le equazioni di in coordinate comoventi \mathbf{x} , che in funzione delle coordinate fisiche \mathbf{r} sono $\mathbf{r} = a\mathbf{x}$, dove $a(t)$ è il fattore di scala. Il potenziale gravitazionale della perturbazione è dato dalla differenza tra il potenziale misurato e il potenziale imperturbato Φ_0 .

$$\Phi_{pert} = \Phi - \Phi_0. \quad (2.6)$$

Dall'equazione di conservazione della massa e dall'equazione 2.4 si ottiene

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{3\dot{a}}{a} \rho + \frac{1}{a} \nabla_{\mathbf{x}} \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{a} \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} \mathbf{v} + \frac{\dot{a}}{a} \mathbf{v} = -\frac{1}{a} \nabla_{\mathbf{x}} \Phi_{pert}, \quad (2.8)$$

dove $\partial/\partial t$ è calcolata a un \mathbf{x} fissato, $\nabla_{\mathbf{x}} = \partial/\partial \mathbf{x}$ è il gradiente in coordinate comoving, e $\mathbf{v} = \mathbf{u} - \dot{a}\mathbf{x}$ è la velocità della perturbazione, detta anche peculiare, in coordinate comoventi. Combinando la derivata temporale dell'equazione 2.7 e l'equazione 2.8 e linearizzando, ovvero sostituendo ρ con $\bar{\rho}(1 + \delta)$ e considerando il limite $\delta \ll 1$, mantenendo quindi solo i termini del primo ordine in δ , trascurando i termini con ordini superiori, il risultato è

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + \frac{2\dot{a}}{a} \frac{\partial \delta}{\partial t} = 4\pi G \bar{\rho} \delta, \quad (2.9)$$

dova è stata usata

$$\nabla_{\mathbf{x}}^2 \Phi_{pert} = 4\pi G \bar{\rho} \delta, \quad (2.10)$$

con $\nabla_{\mathbf{x}}^2$ Laplaciano in coordinate comoventi. La linearità dell'equazione 2.9 suggerisce di fattorizzare la perturbazione di densità come

$$\delta(\mathbf{x}, t) = D(t)\delta(\mathbf{x}, t_0), \quad (2.11)$$

con $D(t)$ fattore di crescita delle perturbazioni cosmologiche, normalizzato per avere $D(t_0) = 1$ con t_0 tempo attuale ($z = 0$), e con $\delta(\mathbf{x}, t_0)$ sovradensità lineare estrapolata al tempo presente. Le equazioni 2.9 e 2.11 stabiliscono inoltre che la forma della perturbazione nello spazio *comoving* non vari col tempo, e che invece la sua ampiezza sia determinata da $D(t)$ e debba soddisfare:

$$\frac{d^2 D}{dt^2} + \frac{2\dot{a}}{a} \frac{dD}{dt} = 4\pi G \bar{\rho} D. \quad (2.12)$$

Se valesse il modello di Einstein-de Sitter il fattore di crescita corrisponderebbe al fattore di scala e si avrebbe quindi $D(t) = a(t)$, con altri modelli non è presente un'equivalenza esatta. Nel modello Λ CDM con $\Omega_{m,0} \approx 0.3$ e $\Omega_{\Lambda,0} \approx 0.7$ $D(t)$ non varia di più del 30% su un ampio intervallo di *redshift* che va da $0 \leq z \leq 100$.

La funzione $D(t)$ contiene informazioni sulla crescita lineare delle perturbazioni in un dato modello cosmologico.

2.2.2 Evoluzione Non Lineare delle Perturbazioni

L'evoluzione della sovradensità, quando questa cessa di essere lineare, diventa difficile da descrivere accuratamente in maniera analitica. L'analisi più semplice di ciò è fornita dal modello di collasso sferico.

Consideriamo a un tempo iniziale $t_i \approx t_{rec}$, relativamente vicino alla ricombinazione, una regione

sferica con densità uniforme con contrasto di densità $0 < \delta \ll 1$. Si prevede che questa sovradensità cresca in regime lineare come descritto nella sezione precedente finché non si raggiunge $\delta \sim 1$. Inizialmente la regione sferica si espande, ma più lentamente dello spazio circostante, quindi δ aumenta. Al tempo di *turnaround* t_{turn} la sfera smette di espandersi e il materiale contenuto comincia a collassare. Considerando un Universo di Einstein-deSitter (EdS) la densità del *background* a t_{turn} è $\bar{\rho}(t_{turn}) = 1/(6\pi G t_{turn}^2)$, soluzione delle equazioni di Friedmann. Si può calcolare la densità della regione sferica a t_{turn} e il risultato che si trova è

$$\rho(t_{turn}) = \left(\frac{3\pi}{4}\right)^2 \bar{\rho}(t_{turn}) \simeq 5.55 \bar{\rho}(t_{turn}). \quad (2.13)$$

In questo modello, al tempo $t_{coll} = 2t_{turn}$ la sfera omogenea collassa diventando una singolarità, quindi t_{coll} può essere considerato formalmente il tempo di collasso della sovradensità. Perché un guscio di massa collassi a t_{coll} , la sovradensità contenuta estrapolata linearmente, che non è uguale alla sovradensità effettiva a t_{coll} , deve essere $\delta(t_{coll}) = \delta_{coll} = 1.686$. Questo risultato è stato ottenuto per un modello semplificato, ma δ_{coll} dipende debolmente dai parametri cosmologici, quindi considerando un modello Λ CDM il suo valore varierà debolmente con t_{coll} , ma avrà deviazioni da 1.686 di meno dell'1%.

Regioni più dense collasseranno in meno tempo, poiché densità più alte contrastano l'espansione più efficacemente, quindi i sistemi che collassano a *redshift* più elevati avranno avuto origine da regioni più dense. È utile considerare anche le sovradensità estrapolate linearmente nel presente $\delta_0 \equiv \delta(t_0)$. Una sovradensità con $\delta_0 = \delta_{coll}$ collassa a $z = 0$ ($t = t_0$), mentre una sovradensità con $\delta_0 > \delta_{coll}$ collassa a *redshift* maggiori ($t < t_0$). Per cui il criterio per il collasso in funzione del *redshift* è il seguente: dato un valore di z , solo sovradensità con $\delta_0 > \delta_c(z)$ sono collassate, dove $\delta_c(z)$ è una funzione crescente del *redshift* per la quale $\delta_c(0) = \delta_{coll} \simeq 1.686$.

Il modello di collasso sferico è un'approssimazione molto utile, ma realisticamente le condizioni iniziali non sono mai di una sovradensità sferica e di distribuzione di densità uniforme, quindi durante il collasso le particelle di materia oscura subiscono *phase mixing* e *violent relaxation*. Di conseguenza invece di collassare diventando una singolarità, le particelle *infalling* formano un sistema in equilibrio che soddisfa il teorema del viriale. Facendo alcune approssimazioni è quindi possibile descrivere il processo di virializzazione del sistema, e ciò permette di stimare la sovradensità caratteristica degli aloni cosmologici virializzati.

2.3 Proprietà Statistiche delle Perturbazioni Cosmologiche e degli Aloni di Materia Oscura

Conoscere le proprietà statistiche delle perturbazioni cosmologiche e la loro evoluzione permette di raggiungere risultati utili sullo studio degli aloni cosmologici di materia oscura come popolazione in evoluzione.

Il campo di perturbazione $\delta(\mathbf{r})$ a un istante t è la manifestazione di una distribuzione di probabilità intrinseca, ed è quindi un campo casuale. Le proprietà statistiche di tale distribuzione di probabilità possono essere descritte definendo la funzione di correlazione ξ e lo spettro di potenza P . La funzione di correlazione in coordinate comoventi è

$$\xi(x) \equiv \langle \delta(\mathbf{x}')\delta(\mathbf{x}' + \mathbf{x}) \rangle, \quad (2.14)$$

con $x = |\mathbf{x}|$, e con $\langle \dots \rangle$ che rappresenta la media su \mathbf{x}' . La funzione di correlazione ξ dipende esclusivamente dalla magnitudine di \mathbf{x} a causa dell'isotropia prevista dal campo di fluttuazione di densità. È utile analizzare $\delta(\mathbf{x})$ tramite la serie di Fourier per stimare le scale spaziali caratteristiche delle fluttuazioni di densità.

Si consideri che su grandi scale l'Universo è omogeneo e isotropico, si può quindi selezionare un volume cubico sufficientemente grande, per cui tutte le fluttuazioni avverrebbero su scale inferiori, allora $\delta(\mathbf{x})$ avrà un andamento periodico.

$$\delta(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{k}} \delta_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}. \quad (2.15)$$

Di cui $\delta_{\mathbf{k}}$ sono i coefficienti di Fourier di $\delta(\mathbf{x})$ e \mathbf{k} è un vettore di componenti Cartesiane $k_i = 2\pi N_i/l$, con N_i interi ($i = 1, 2, 3$) e $l = V^{1/3}$ dimensione di un lato del cubo.

$$\delta_{\mathbf{k}} = \frac{1}{V} \int_V \delta(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d^3\mathbf{x} \quad (2.16)$$

Si definisce lo spettro di potenza delle fluttuazioni di densità come:

$$P(k) \equiv V \langle |\delta_{\mathbf{k}}|^2 \rangle, \quad (2.17)$$

dove $k = |\mathbf{k}|$ è il numero d'onda e $\langle \dots \rangle$ è la media su diverse applicazioni del campo di perturbazione. Per l'isotropia presente lo spettro di potenza P dipende solo dalla magnitudine di \mathbf{k} . $P(k)$ misura

la quantità di fluttuazioni su una scala $\lambda = 2\pi/k$

Per definizione (equazioni 2.14 e 2.17) la funzione di correlazione e lo spettro di potenza sono una la trasformata di Fourier di dell'altra:

$$\xi(x) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int P(k) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d^3\mathbf{k} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty P(k) \frac{\sin(kx)}{kx} k^2 dk, \quad (2.18)$$

$$P(k) = \int \xi(x) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d^3\mathbf{x} = 4\pi \int_0^\infty \xi(x) \frac{\sin(kx)}{kx} x^2 dx. \quad (2.19)$$

Una misura globale della quantità di fluttuazioni è la varianza del campo di perturbazione.

$$\sigma^2 = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty P(k) k^2 dk \quad (2.20)$$

Filtrando lo spettro di potenza, ovvero appiattendo il campo su scale minori di $2\pi/K$, si ottiene la varianza di massa

$$\sigma_K^2(M) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty W_K(k) P(k) k^2 dk, \quad (2.21)$$

dove W_K è una funzione filtro su uno spazio k , ad esempio $W_K \approx 1$ per $k \lesssim K$ e $W_K \approx 0$ per $k \gtrsim K$, e la massa M associata al numero d'onda K è:

$$M \propto K^{-3}. \quad (2.22)$$

Il coefficiente di proporzionalità ha le dimensioni di una densità, e dipende dalla forma della funzione W_K .

2.3.1 Evoluzione dello Spettro di Potenza Lineare

Si ritiene che lo spettro di potenza primordiale sia descrivibile con una legge di potenza, con esponente l'indice spettrale n_s .

$$P_{prim}(k) \propto k^{n_s} \quad (2.23)$$

Lo spettro di potenza è detto di Harrison-Zeldovich se $n_s = 1$, che è una buona approssimazione dello spettro di potenza stimato per tempi molto antichi, sulla base di modelli di inflazione semplici. All'epoca della ricombinazione lo spettro di potenza della perturbazione della CDM è stato modificato rispetto a quello primordiale P_{prim} , quindi al tempo t successivo alla ricombinazione lo

spettro può essere parametrizzato come:

$$\frac{P(k, t)}{P_0(k_0)} = D^2(t) T^2(k) \left(\frac{k}{k_0} \right)^{n_s}, \quad (2.24)$$

dove $T(k)$ è la funzione di trasferimento, k_0 è un numero d'onda di riferimento e $P_0(k_0) \equiv P(k, t_0)$ con t_0 tempo presente. La funzione di trasferimento misura le differenze nel comportamento delle perturbazioni in base alle loro scale caratteristiche (diversi valori di k). Perturbazioni con scale caratteristiche quindi evolveranno diversamente nell'intervallo di tempo tra la fine dell'inflazione, quando lo spettro di potenza è la legge di potenza primordiale, e la ricombinazione, quando lo spettro di potenza contiene le informazioni sulle condizioni iniziali per la formazione di strutture. L'equazione 2.24 fornisce lo spettro di potenza estrapolato linearmente a ogni istante, che è lo spettro delle perturbazioni calcolato nell'ipotesi che la forma dello spettro non cambi nel tempo ma che scali la sua ampiezza col tempo come il quadrato del fattore di crescita $D^2(t)$ (eq. 2.11). A t_0 quindi lo spettro di potenza estrapolato linearmente vale:

$$\frac{P_0(k)}{P_0(k_0)} = T^2(k) \left(\frac{k}{k_0} \right)^{n_s}, \quad (2.25)$$

poiché $D(t_0) = 1$ per definizione.

In cosmologia CDM l'effetto della funzione di trasferimento è quello di sopprimere parzialmente le fluttuazioni su piccole scale. La forma della funzione di trasferimento è strettamente collegata alla presenza di una distanza di orizzonte finita. Le perturbazioni su scale maggiori della dimensione dell'orizzonte possono sempre crescere poiché l'unica forza in gioco è la gravità, mentre la crescita di perturbazioni su scale più piccole può essere smorzata dalla pressione di radiazione, finché la materia è accoppiata con la radiazione, cioè prima di $z_{rec} \approx 1000$.

In particolare, per fluttuazioni di densità della CDM, le perturbazioni su scale che superano l'orizzonte durante l'era dominata dalla radiazione ($z > z_{eq} \approx 3400$) crescono più lentamente di quelle che lo superano durante l'era dominata dalla materia ($z < z_{eq}$), poiché il tempo scala dell'espansione guidata dalla radiazione è più breve del tempo scala di collasso. Ciò significa che la dimensione dell'orizzonte ($2\pi/k_{eq} \approx 125$ Mpc) al tempo dell'equivalenza tra materia e radiazione z_{eq} è una scala caratteristica nella funzione di trasferimento della CDM: $T \rightarrow 1$ per $k \ll k_{eq}$, mentre $T \rightarrow 0$ per $k \gg k_{eq}$. Lo spettro di potenza estrapolato linearmente a t_0 in un Universo Λ CDM si ottiene combinando lo spettro di potenza della legge di potenza iniziale di Harrison Zeldovich con la funzione di trasferimento della CDM, mostrata nel pannello di sinistra della figura 2.1.

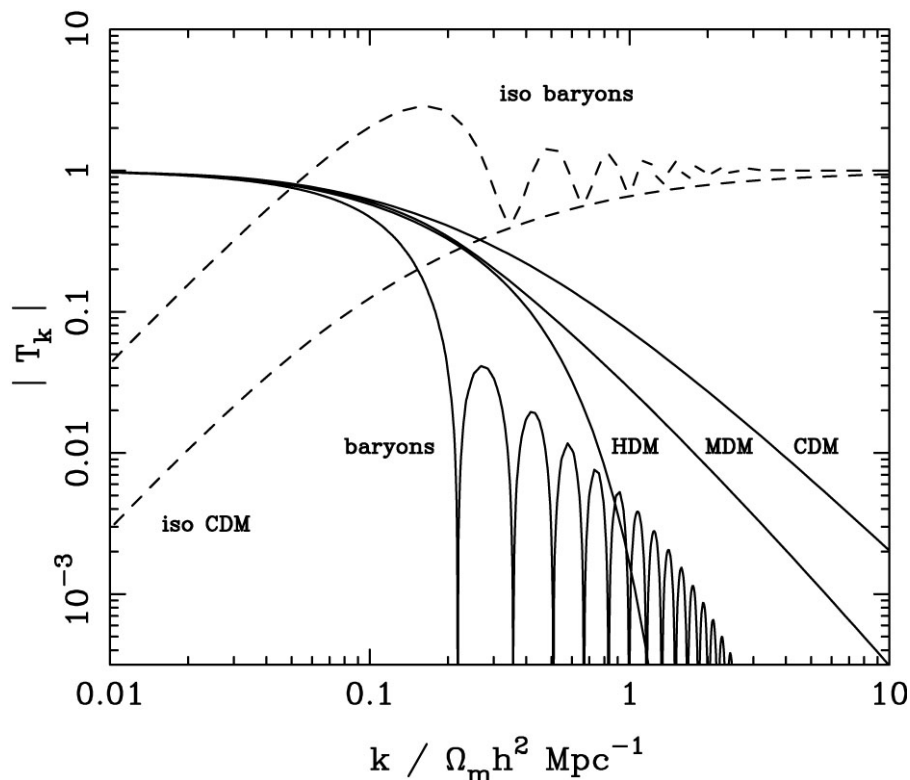


Figura 2.1: Funzioni di trasferimento di modelli diversi; per modelli adiabatici $T(k) \rightarrow 1$ a k piccoli, e sarà vero il contrario per modelli di isocurvatura. Sono mostrati diverse possibilità per il contenuto di materia: solo barioni, solo CDM, solo HDM, e MDM (*Modified Dark Matter*) con 30% HDM e 70% CDM, quest'ultima è assimilabile alla WDM. Per la materia oscura le scale del numero d'onda caratteristico sono espresse come $\Omega_m h^2$. Immagine da Peacock (1998).

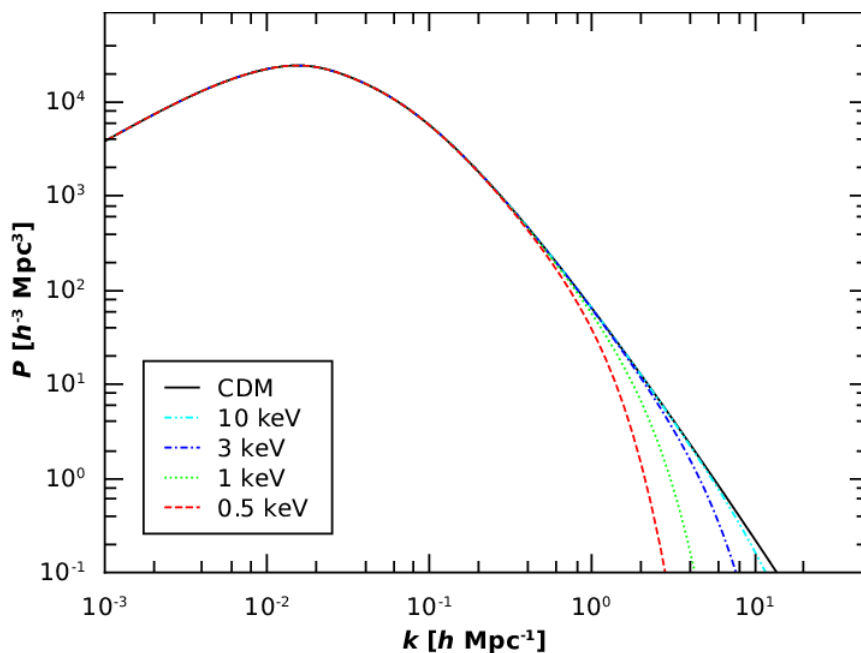


Figura 2.2: È mostrato lo spettro di potenza come funzione del numero d'onda per il modello CDM e diverse masse di particelle di WDM, elencate nella legenda. Minore è la massa della particella di WDM, più veloce decrescerà lo spettro di potenza su scale piccole (grandi k). Immagine da Dunstan et al. (2011).

Le figure 2.1 e 2.2 mostrano rispettivamente la funzione di trasferimento e lo spettro di potenza nei casi in cui siano presenti CDM, WDM o HDM. Quando la materia non è fredda la funzione di trasferimento tiene conto anche del fenomeno dello *free streaming*, ovvero particelle con energia cinetica non trascurabile che non sono confinate dalle buche di potenziale delle perturbazioni su piccole scale. Questo fenomeno è quindi evidente nella funzione di trasferimento che diventa più smorzata con particelle più leggere (HDM, WDM). Di conseguenza lo spettro di potenza della WDM differisce da quello della CDM per la presenza di un *cut-off* ad alti k . Il *cut-off* avviene a valori inferiori di k per m_{DM} minori ed è drammatico nel caso di particelle di materia oscura molto leggera (HDM), relativistiche alla ricombinazione. In altre parole, paragonato a un Universo a CDM, il campo di densità lineare di un Universo con WDM è più regolare su scale piccole. In un Universo con HDM sono presenti fluttuazioni lineari significative solo su scale relativamente grandi.

La forma dello spettro di potenza discussa è un passaggio fondamentale nella formazione di strutture cosmologiche. La funzione di massa di aloni di materia oscura può essere calcolata per un dato modello cosmologico combinando la varianza di massa, che è una funzione dello spettro di potenza, con i risultati del modello di collasso sferico.

2.3.2 Funzione di Massa degli Aloni

Similmente alle funzioni di distribuzione di galassie, come funzioni di luminosità e funzioni di massa stellare, una quantità fondamentale per descrivere statisticamente la popolazione degli aloni di materia oscura a una data epoca è la funzione di massa degli aloni (*Halo Mass Function*, HMF) che può essere stimata analiticamente usando il formalismo di Press-Schechter. Con l'obiettivo di valutare il numero di aloni con una massa maggiore di un dato valore M_{inf} , si definisce il campo di fluttuazione di densità filtrato su una scala di massa $M \propto K^{-3}$, che si ottiene da δ (eq.2.2) facendo una media di tutte le perturbazioni su scale minori di $\approx K^{-1}$. Se il campo delle fluttuazioni è Gaussiano la probabilità che la sovradensità abbia un valore tra δ_K e $\delta_k+d\delta_K$ è

$$p(\delta_K)d\delta_K = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_K} e^{-\frac{\delta_K^2}{2\sigma_K^2}} d\delta_K, \quad (2.26)$$

dove $\sigma_K(M)$ è la varianza della massa. Data una sovradensità critica minima per il collasso δ_c , la probabilità di trovare una fluttuazione superiore a tale valore è

$$P(M) = \int_{\delta_c}^{\infty} p(\delta_K)d\delta_K, \quad (2.27)$$

e nella formula si considera il campo di fluttuazioni mediato su una scala di massa M , è quindi filtrato eliminando le fluttuazioni su scale minori di $2\pi/K$. La frazione di aloni collassati con massa tra M ed $M+dM$ è

$$\left| \frac{dP}{dM} \right| = \left| \frac{dP}{d\sigma_K} \frac{d\sigma_K}{dM} \right|, \quad (2.28)$$

Dalle equazioni 2.26 e 2.27 si ottiene

$$\frac{dP}{d\sigma_K} = \int_{\delta_c}^{\infty} \frac{dp}{d\sigma_K} d\delta_K = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\delta_c}{\sigma_K^2} e^{-\frac{\delta_c^2}{2\sigma_K^2}}, \quad (2.29)$$

per cui

$$\left| \frac{dP}{dM} \right| = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\delta_c}{\sigma_K^2} e^{-\frac{\delta_c^2}{2\sigma_K^2}} \left| \frac{d\sigma_K}{dM} \right|. \quad (2.30)$$

La densità numerica di aloni con masse tra M e $M+dM$ è data da

$$\frac{dn}{dM}(M) = 2 \frac{\bar{\rho}}{M} \left| \frac{dP}{dM} \right| = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\rho}}{M^2} \frac{\delta_c}{\sigma_K} e^{-\frac{\delta_c^2}{2\sigma_K^2}} \left| \frac{d \ln \sigma_K}{d \ln M} \right|, \quad (2.31)$$

dove il fattore 2 è introdotto per tener conto approssimativamente della massa nelle regioni sottodense, che formalmente non possono collassare. La HMF data dalla formula 2.31 dipende dallo spettro di potenza $P(k)$, poiché la funzione $\sigma_K(M)$ è determinata dalla forma dello spettro di potenza. Con un dato $P(k)$ la HMF dipende dal *redshift* tramite la sovradensità critica di collasso $\delta_c(z)$, che è una funzione crescente di z .

Il formalismo di Press Schechter è stato preso come punto di partenza per costruire modelli analitici più sofisticati per calcolare le proprietà statistiche degli aloni di materia oscura, come il formalismo esteso di Press-Schechter. La teoria estesa di Press-Schechter tiene conto del fatto che *clumps* di materia oscura possano contenere a loro volta *subclumps* e predice che la HMF abbia la forma ottenuta nell'equazione 2.31, quindi anche la normalizzazione utilizzata inizialmente da Press-Schechter risulta corretta. Si vede poi che la teoria estesa di Press-Schechter dà risultati paragonabili a quelli ottenuti dalle simulazioni cosmologiche con N corpi, ed è ora alla base della maggior parte dei modelli analitici di formazione di strutture. La teoria estesa di Press-Schechter collega anche le proprietà degli aloni progenitori con quelle dei discendenti, permettendo la costruzione di *halo merger trees*, cosa che non sarebbe stata possibile con il formalismo originale.

La HMF in un Universo Λ CDM è tracciata a *redshift* differenti in figura 2.3. La forma della HMF è qualitativamente simile alla SMF delle galassie, con un andamento a legge di potenza a masse piccole e un *cut-off* esponenziale a masse elevate, ma con importanti differenze quantitative. Dalla

figura 2.3 è evidente che a un *redshift* fissato la densità numerica diminuisce all'aumentare della massa, invece fissata una massa la densità numerica è maggiore a *redshift* più bassi, specialmente per masse elevate, poiché la sovredensità critica per il collasso δ_c diminuisce col tempo cosmico.

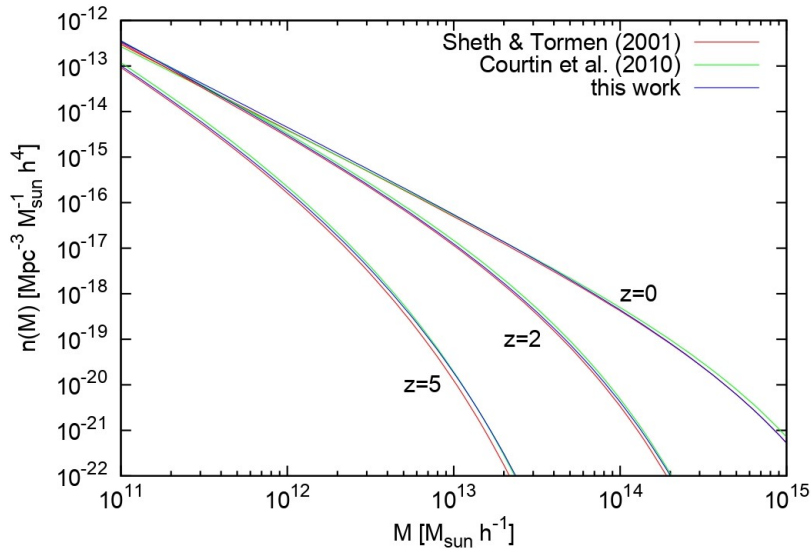


Figura 2.3: HMF a *redshift* diversi in un Universo Λ CDM, calcolato da Angrick e Bartelmann (2010), indicato con *this work* in legenda, da Sheth, Mo e Tormen (2001), e da Courtin et al. (2010). Immagine da Angrick e Bartelmann (2010).

2.3.3 Fusione Gerarchica di Aloni di Materia Oscura

Nella cosmologia CDM la crescita di strutture avviene dal basso verso l'alto. Strutture più piccole raggiungono la virializzazione prima, mentre sistemi più grandi si formano più tardi, incorporando i sistemi più piccoli virializzati e via accrezione, ovvero acquisendo la materia diffusa, che non appartiene all'alone virializzato. Il processo in cui due o più sistemi virializzati si fondono formando un nuovo sistema virializzato è noto come *merging*. Gli aloni di materia oscura crescono principalmente tramite *merging* consecutivi di sistemi piccoli, il processo è detto *merging* gerarchico. Trascurando l'accrezione di materia diffusa l'evoluzione di un alone di materia oscura può essere identificata dal suo *merger tree*, questo è un diagramma simile a un albero genealogico, che rappresenta i progenitori dell'alone a un tempo cosmico passato e come questi si siano fusi gradualmente fino a formare l'alone attuale.

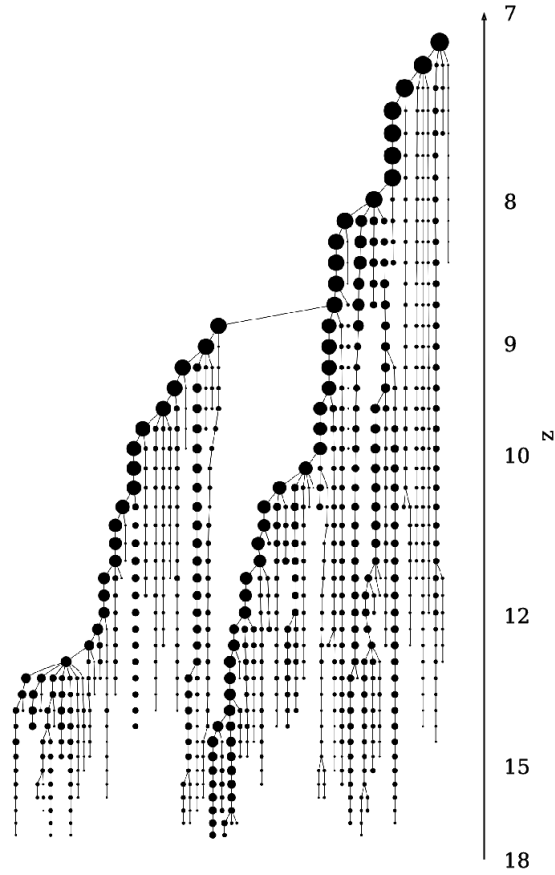


Figura 2.4: La figura rappresenta il merger tree della galassia piú massiccia nella simulazione Wise et al. (2012). Ogni alone progenitore, o *tree-node*, è rappresentato da un cerchio di dimensioni proporzionali al logaritmo della sua massa viriale. L'unione di massa nella galassia si può seguire nel tempo fino a $z = 7.29$, pari al *redshift* finale della simulazione. Una serie di *tree-nodes* individuali connessi da una linea lungo l'asse del *redshift* mostra l'evoluzione della massa di un alone, vista a tempi diversi. I *tree-nodes* che discendono da piú di un progenitore rappresentano le fusioni. Sono mostrati sono aloni con masse superiori a $10^5 M_{\odot}$. Immagine da Côté et al. (2018).

La *merger history* di un alone di materia oscura è caratterizzata dal *merging* tra aloni con masse simili detti *major mergers* e l'accrescimento tramite aloni di massa nettamente inferiore detti *minor mergers*. Il parametro fondamentale che caratterizza una fusione tra due sistemi di masse rispettivamente M e M' è il rapporto di massa della fusione $\zeta \equiv M'/M$, solitamente prendendo $M' \leq M$ in modo da avere $\zeta \leq 1$. Per convenzione il valore di ζ che distingue tra *major* e *minor mergers* è preso tra $1/4 \leq \zeta \leq 1/3$.

Statisticamente la *merger history* di aloni di materia oscura può essere quantificata calcolando il *rate* di *mergers* degli aloni, che è la probabilità che a un dato tempo un alone di massa M si fonda con un alone di massa M' . Il *merger rate* degli aloni può essere stimato analiticamente usando il formalismo esteso di Press Schechter. Alternativamente i *merger rates* possono essere misurati numericamente in simulazioni cosmologiche a N corpi. Il numero di *mergers* per alone per unità di tempo (dN_{merg}/dt) aumenta all'aumentare di z , è debolmente dipendente dalla massa

dell'alone (aumenta leggermente all'aumentare della massa), e decresce velocemente all'aumentare del rapporto di massa ζ , in quanto dipende da ζ^{-2} .

La figura 2.4 mostra la storia media della formazione degli aloni di materia oscura, dovuti sia a merging che ad accrezione, calcolata con simulazioni a N corpi, e viene mostrata in funzione del *redshift*. Queste informazioni possono essere usate per fare previsioni sui progenitori degli aloni di materia oscura presenti oggi e la loro storia di accrezione di massa.

Capitolo 3

Lyman Break Galaxies

È fondamentale la ricerca di conferme osservative a fronte delle teorie formulate, e un passaggio fondamentale è costituito dall'osservazione e dallo studio delle prime galassie apparse nell'Universo. La ricerca delle prime galassie ha origine negli anni '70, nel 1995 si è passati da osservazioni di oggetti a $z \sim 1$ a $z \sim 4$ avvicinandosi alle prime fasi evolutive delle galassie. La svolta è stata l'osservazione di galassie scelte per il colore osservato e non via selezione di flusso. Questo metodo risultò molto efficiente nella selezione di sorgenti in un dato intervallo di *redshift*, producendo campioni ampi e ben controllati con un impiego di tempo di osservazione modesto. È stato quindi possibile ricavare informazioni come il *rate* di formazione stellare (*Star formation rate*, SFR), morfologia, funzione di luminosità, raggruppamento spaziale, composizione chimica e le popolazioni di stelle presenti, per galassie a $z > 2$.

Le galassie Lyman-break sono galassie individuate a *redshift* elevati $z > 2$ in base ai colori della loro distribuzione di energia ultravioletta in prossimità della discontinuità di Lyman. La tecnica Lyman-break è estremamente efficace, perciò le galassie Lyman-break sono tra le sorgenti che forniscono più informazioni sulle proprietà delle galassie nell'Universo ad alto *redshift*.

Di seguito vi sarà una breve spiegazione teorica sulla la tecnica utilizzata.

3.1 Serie di Lyman

Nel mezzo interstellare l'idrogeno si trova generalmente al *ground state* $1s$, da questo livello è possibile che gli atomi effettuino transizioni verso livelli successivi ($2p, 3p, 4p, \dots$) soprattutto se ci si trova in regioni esposte a emissioni UV, nelle quali l'idrogeno viene ampiamente ionizzato. La prima è detta transizione Lyman α , che a riposo si osserva a lunghezza d'onda $\lambda_{Ly-\alpha} = 1215.67\text{\AA}$. La serie di righe prodotte dalle transizioni dell'idrogeno tra il *ground state* e i livelli successivi è

detta serie di Lyman. La riga di assorbimento Ly- α è di grande importanza poichè permette di misurare direttamente la *column density* di idrogeno atomico presente.

Con n che tende a infinito le righe di assorbimento della serie di Lyman convergono a una lunghezza d'onda limite pari a $\lambda_{lim} = 911.75\text{\AA} \sim 912\text{\AA}$ nota come limite di Lyman o Lyman-break. Gli intervalli tra i centri delle righe a n consecutivi tende a zero quando n tende ad ∞ quindi si viene a formare uno spettro continuo prima di raggiungere questo limite (Draine 2011).

L'energia corrispondente a λ_{lim} sarà:

$$E = \frac{hc}{\lambda} = 13.59eV \quad (3.1)$$

con $h = 6.62607015 \cdot 10^{-34} J \cdot s$, e $c = 299792458 m \cdot s^{-1}$ (valori da Fundamental Physical Constants from NIST, su physics.nist.gov. URL consultato il 09 agosto 2023) e questo valore corrisponde quasi esattamente all'energia di prima ionizzazione dell'idrogeno, per cui si osservano molti pochi fotoni con lunghezze d'onda minori di λ_{lim} prima di arrivare a osservare il continuo nel lontano UV.

A λ_{lim} è presente quindi una discontinuità nello spettro delle galassie. Il Lyman-break è osservato sia in galassie locali che in galassie lontane, per quest'ultime diventa più semplice da osservare in quanto, per effetto del *redshift* (considerando galassie con $z > 2$), le lunghezze d'onda UV cadono nell'intervallo visibile, rendendolo osservabile anche attraverso l'atmosfera.

3.2 Tecnica Lyman-Break

Due punti teorici fondamentali hanno permesso lo sviluppo della tecnica di ricerca Lyman-break e queste sono:

- il mezzo interstellare di queste galassie non contiene quantità significative di polveri per cui lo spettro UV è caratterizzato da un'intensa riga di emissione $Ly\alpha$ ed è quasi privo di arrossamenti;
- nella stessa porzione di spettro è presente una discontinuità di Lyman a $\sim 912\text{\AA}$, prodotta nell'atmosfera di stelle massicce e ulteriormente accentuata dall'assorbimento fotoelettrico dell'idrogeno neutro HI abbondante nel mezzo interstellare primordiale (Giavalisco 2002).

A $z \approx 3$ il Lyman-break si trova nella banda U , rendendo queste galassie molto deboli e difficili da rilevare con questo filtro, le stesse galassie però sono rilevabili con filtri più rossi, come con il filtro B e V . Quindi a *redshift* $z \approx 3$ galassie di questo tipo (LBGs) sono facilmente rappresentabili in un diagramma colore-colore con un asse $U - B$ vs un asse $B - V$. La tecnica Lyman-break è facilmente estendibile a $z > 3$ usando combinazioni di filtri più rossi. Ad esempio LBGs a $z > 4$

e $z > 5$ possono essere selezionate come *drop-out* nella banda B e V rispettivamente (Andrea Cimatti, Nipoti e Fraternali 2020).

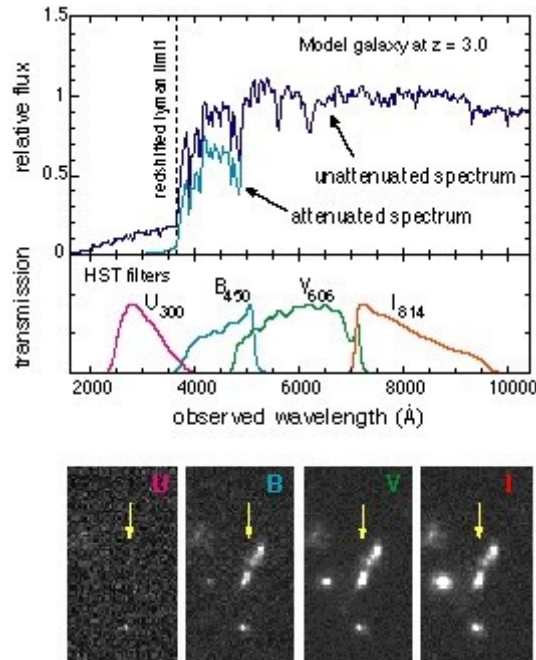


Figura 3.1: La figura mostra un esempio di Lyman-break con il relativo *drop-out*. L'assorbimento dell'idrogeno produce una discontinuità identificativa a circa 912 \AA , che per effetto del *redshift* fa scomparire la galassia quando si usa un filtro a lunghezze d'onda abbastanza corte. Trovando lunghezza d'onda per cui la galassia è invisibile si trova approssimativamente il *redshift*. Immagine da Ellis (1998).

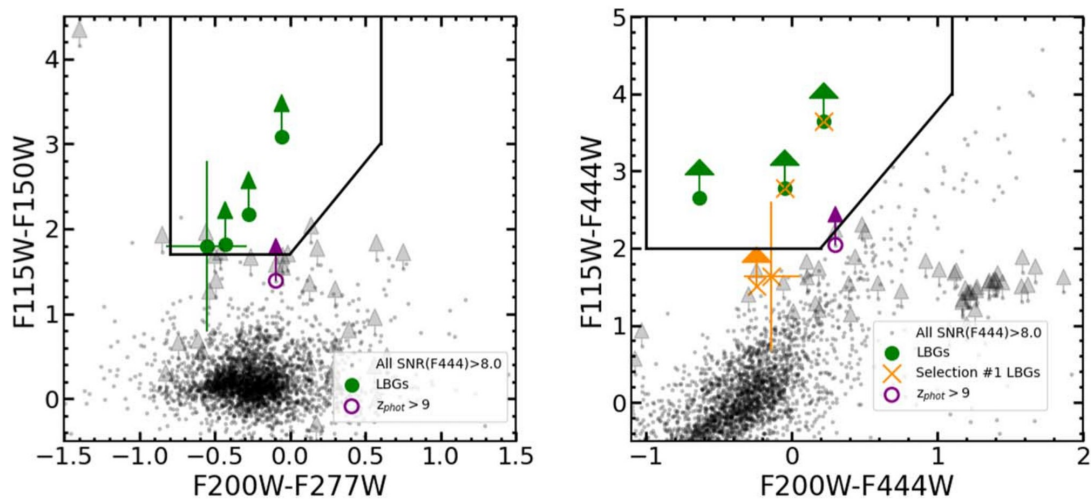


Figura 3.2: Diagrammi di selezione di colore osservati per LBGs a $z \sim 9 - 11$ (sinistra, selezione (1)) e a $z \sim 9 - 15$ (destra, selezione (2)) da GLASS-JWST. I punti grigi mostrano tutti gli oggetti con $S/N(F444) > 8$ nel catalogo GLASS. I cerchi verdi indicano i candidati selezionati in base al colore. Il resto dei candidati, selezionati sulla base del *redshift* fotometrico, sono mostrati come cerchi viola vuoti. Le LBGs a $z \sim 9 - 11$ dal diagramma di selezione (1) sono mostrate come croci arancioni nel diagramma di selezione (2). I limiti superiori sono indicati da frecce. Tutte le barre d'errore sono limiti superiori a 1σ . Immagine da Castellano et al. (2022).

La selezione di galassie lontane viene effettuata usando criteri tipo Lyman-break, a due colori. Il primo colore in una selezione Lyman-break assicura che i Lyman-break candidati superino un'ampiezza minima (solitamente almeno 1mag), il secondo colore assicura che i colori intrinseci delle sorgenti selezionate siano blu. Verifiche spettroscopiche di sorgenti identificate con criteri tipo Lyman-break a due colori hanno confermato ampiamente di avere i *redshift* che erano stati scelti per le selezioni (e.g. P. A. Oesch, Brammer et al. 2016). L'immagine 3.2 è un diagramma colore-colore da Castellano et al. (2022), in cui le condizioni dei colori selezionati sono rappresentate dalle linee nere.

Oltre al *redshift*, è possibile dedurre altre proprietà e caratteristiche delle LBGs, come il SFR e la massa, che verranno discusse nella prossima sezione.

3.3 Proprietà delle Galassie Lyman-Break e Criticità del Metodo

Fin dalle prime osservazioni è stato evidente che le LBGs fossero galassie *starburst*, ovvero galassie in cui il SFR è particolarmente elevato, è diventato quindi importante osservare galassie *starburst* locali per poter effettuare un confronto. Mentre le LBGs sono facilmente osservabili da telescopi a terra, come il telescopio Keck con il *Low Resolution Imaging Spectrometer* (LRIS), per osservare le stesse righe negli spettri delle galassie locali serve utilizzare telescopi in orbita, nei primi studi è stato usato lo spettrografo *Goddard High Resolution Spectrograph* (GHRS) dell'*Hubble Space Telescope*.

Facendo quindi un paragone tra gli spettri delle LBGs e delle galassie del gruppo locale si notano moltissime somiglianze. Entrambe presentano un forte continuo blu, che denota la produzione di giovani stelle massicce di tipo O e B. Similmente alle galassie corrispondenti locali, gli spettri delle LBGs sono generalmente più arrossati del previsto considerando distribuzioni di energia spettrale senza polvere di formazione stellare dalla sintesi della popolazione stellare, senza ovvi indizi che le galassie ad alti *redshift* siano caratterizzate da spettri più blu. La riga di emissione $\text{Ly}\alpha$, nonostante la grande quantità di fotoni ionizzanti, è difficile da osservare, e quando anche venga osservata appare molto più debole di quanto non ci si aspetti considerando uno stato di formazione stellare continua in assenza di polveri.

Un'altra caratteristica in comune tra lo spettro UV delle LBGs con quello delle *starburst* locali è la presenza di forti righe di assorbimento interstellare dovute alla debole ionizzazione di C, O, Si e Al, e alle righe di forte ionizzazione stellare di He II, C IV, Si IV e N V. Queste righe stellari e interstellari sono le caratteristiche più distintive degli spettri, che rendono la conferma delle galassie

candidate a LBGs, con spettroscopia ottica, relativamente facile ed economica in termini di tempo necessario al telescopio, anche in assenza di una forte riga di emissione $\text{Ly}\alpha$ (Giavalisco 2002).

Il SFR delle LBGs risulta essere $\sim 10 - 100 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ e la loro massa pari a $\sim 1 - 5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$.

Il metodo di ricerca Lyman-break presenta alcune criticità, in quanto per formulazione del metodo stesso verranno selezionate solo galassie con formazione stellare in corso e non saranno viste galassie passive. Inoltre verranno escluse anche le galassie il cui spettro a riposo mostri un continuo UV significativamente arrossato dalla presenza di polveri. Dunque si è reso necessario un ampliamento dei metodi di selezione e ricerca utilizzati.

Basandosi su principi analoghi a quelli che hanno permesso lo sviluppo della tecnica Lyman-break, sono state elaborati altri metodi di rilevamento di galassie a redshift elevati. In ottico e vicino IR si osserva il Balmer break (a riposo a $\sim 3650\text{\AA}$), a lunghezze d'onda simili si trova anche il 4000\AA -break, dovuto all'assorbimento fatto dai metalli nell'atmosfera di stelle di tipo avanzato (Shapley 2011).

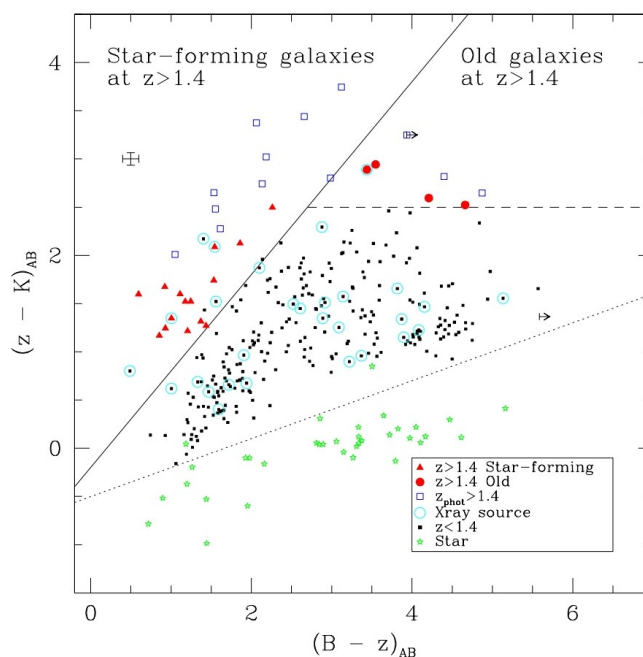


Figura 3.3: Diagramma a due colori $(z - K)$ vs $(B - z)$ di 311 galassie e 36 stelle nell'area GOODS della *survey* K20. Le galassie ad alti *redshift* sono evidenziate: i triangoli pieni rappresentano galassie a $z > 1.4$ con caratteristiche tipiche dei sistemi *star forming*; i cerchi pieni rappresentano galassie a $z > 1.4$ con popolazioni stellari vecchie (A. Cimatti et al. 2004); i quadrati vuoti rappresentano oggetti di cui non è stato misurato il *redshift* fotometrico, ed hanno $z_{\text{phot}} > 1.4$. Le sorgenti trovate nel catalogo in X di Giacconi et al. (2002) e/o di Alexander et al. (2003) sono cerchiare. Le stelle indicano oggetti galattici identificati spettroscopicamente. La linea continua diagonale definisce la regione $BzK \equiv (z - K) - (B - z) \geq -0.2$, e divide efficacemente le galassie *star forming* a $z > 1.4$. La linea orizzontale tratteggiata definisce la regione $(z - K) > 2.5$ che contiene galassie antiche a $z > 1.4$. Le barre d'errore in alto a sinistra mostrano l'errore medio dei colori $(z - K)$, $(B - z)$ degli oggetti a $z > 1.4$ (fotometrico o spettroscopico). La linea di puntini diagonale definisce la regione occupata da stelle. Quattro oggetti con $z_{\text{phot}} < 1.4$, questi non sono evidenziati, si trovano nella stessa regione degli oggetti $z > 1.4$. Immagine da Daddi et al. (2004).

Per isolare galassie tra $1.4 \leq z \leq 2.5$ si può usare pure il metodo BzK , questo seleziona le galassie in base al loro colore nel piano $(z - K)$ vs $(B - z)$. In questo piano infatti si nota che le galassie *star forming* a $z > 1.4$ occupano una zona ben definita, chiaramente separate dalle galassie a *redshift* minore, che hanno un valori $(B - z)$ più blu per un dato valore di $(z - K)$. Le galassie *star forming* si identificano grazie alla riga di emissione $[\text{OII}]\lambda 3727$ se hanno $1.4 < z \lesssim 1.7$, se invece si trovano a $z > 1.7$ si sfrutta il sistema di assorbimenti CIV a 1550 \AA . Nella figura 3.3 sono presenti anche sistemi passivi con *redshift* confermato spettroscopicamente a $z > 1.4$. Questi oggetti vengono rilevati grazie a *drop-outs* ed assorbimenti caratteristici nel *rest-frame* a $2500 - 3000 \text{ \AA}$ (A. Cimatti et al. 2004).

3.4 Telescopi e Strumenti per la Ricerca e l'Osservazione di Galassie Lontane

In questa sezione verranno elencati brevemente i telescopi, con i relativi strumenti e programmi di osservazione, usati per l'osservazione di galassie primordiali, assieme ai limiti nelle magnitudini e nelle aree dei *surveys*.

3.4.1 Prima del JWST

Negli ultimi 2-3 decenni i grandi telescopi hanno guidato gli studi sulla formazione di galassie, con osservazioni di milioni di galassie con *redshift* fino a $z \sim 10$, fino all'inizio delle osservazioni di *imaging* profondo con il progetto *Hubble Deep Field* dell'*Hubble Space Telescope*.

Finora le osservazioni di immagini a campo profondo hanno raggiunto limiti di rilevamento pari a $\simeq 30$ mag nell'intervallo di lunghezze d'onda $0.4 - 1.6 \mu\text{m}$ con l'HST e gli strumenti ACS e WFC3 nell'*Hubble Ultra Deep Field* (HUDF) con estensione ultravioletta moderatamente profonda UVUDF pari a $0.2 - 0.4 \mu\text{m}$. Anche se con limiti di rilevazione inferiori pari a $\sim 26 - 29$ mag HST GOODS, COSMOS, e CANDELS e programmi paralleli associati hanno coperto un'area di qualche grado quadrato nei *blank fields*. Sono state effettuate poi osservazioni complementari da terra come la *survey* Subaru Hyper Suprime-Cam che ha coperto $\sim 1000 \text{ deg}^2$ con una profondità di ~ 26 mag, mentre l'*imaging* di telescopi a terra nel vicino infrarosso ($1 - 2 \mu\text{m}$) e dello *Spitzer Space Telescope* ($3 - 8 \mu\text{m}$) è limitato a pochi deg^2 con una profondità moderata di $\sim 25 - 26$ mag. I programmi *Hubble Frontier Fields* (HFF) e *Reionization Lensing Cluster Survey* (RELICS) dell'HST hanno studiato galassie deboli ad alto *redshift* sfruttando le lenti gravitazionali. Questi dati

di *imaging* profondo forniscono più di 4 milioni di galassie *drop-out* selezionate fotometricamente a $4 \leq z \leq 10$ con picchi fino a $z \sim 13$ (Harikane, Inoue et al. 2022) (Harikane, Ouchi et al. 2023).

3.4.2 Con il JWST

Il *James Webb Space Telescope* (JWST) è stato lanciato alla fine del 2021, e ha iniziato a operare all'inizio del 2022. I primi set di dati sono stati pubblicati il 12 Luglio 2022, presi dalle *Early Release Observations* (ERO), tra i target erano presenti un ammasso di galassie massiccio SMACS J0723.3-7327 (SMACS J0723, $z = 0.39$), e il quintetto di Stephens. I dati di *imaging* ERO presi con la fotocamera a infrarossi NIRC*am* sono sufficientemente profondi da rilevare galassie ad alto *redshift* con una profondità pari a ~ 30 mag, e una copertura dati multibanda con lunghezze d'onda $\geq 2\mu\text{m}$. Tutto ciò ha permesso la rilevazione di galassie che si trovavano prima in un intervallo di *redshift* irraggiungibile, fino a $z \sim 20$. L'emissione ottica *rest-frame* a $z \geq 10$ è spostata nelle bande del medio infrarosso (MIR) che può essere coperta con il Mid-Infrared Instrument (MIRI). I dati spettroscopici ERO di NIRSpec, da spettroscopia *multi-object*, hanno confermato la presenza di galassie fino a $z = 8.5$ con righe ottiche nel *rest-frame* spostate a lunghezze d'onda $2 - 5\mu\text{m}$. Con gli spettri di NIRISS, spettrografo *slitless*, si sono determinati i *redshift* a partire da un intervallo di lunghezze d'onda $1 - 2\mu\text{m}$.

Tutti questi data set stanno rivoluzionando gli studi sulla formazione di galassie. L'osservatorio JWST ha pubblicato poi l'*Early Release Science* (ERS) che include dati da NIRC*am*, NIRSpec e NIRISS dei programmi CEERS (*Cosmic Evolution Early Release Science*) e GLASS. Ulteriori pubblicazioni di dati sono state le osservazioni Cycle 1 che includono *Public Release Imaging for Extragalactic Research* (PRIMER), UNCOVER, e COSMOS-Webb, a breve inizieranno le osservazioni Cycle 2.

Questo è un grande sviluppo nell'astronomia osservativa, che presenta dati molto profondi e di alta qualità in banda infrarossa ($> 2\mu\text{m}$). Infatti, dopo la pubblicazione dei data set di ERO ed ERS, sono stati fatti grandi progressi negli studi di formazione galattica. I modelli di massa degli ammassi target di ERO, SMACS J0723, sono stati migliorati grazie all'*imaging* NIRC*am* e agli spettri di NIRSpec. Vengono cercate galassie ad alti *redshift* nei campi ERO SMACS J0723, ERS CEERS e GLASS, e sono state identificate fotometricamente a $z \sim 9 - 20$ (Naidu, Pascal A. Oesch, Setton et al. 2022; Adams et al. 2022; Donnan et al. 2022; Finkelstein, M. Bagley et al. 2022a), per quanto non ci siano ancora state conferme spettroscopiche di *redshift* superiori a $z \sim 13$.

Le proprietà morfologiche vengono studiate con le immagini NIRC*am* di ERO SMACS J0723 e le osservazioni CEERS, facendo un confronto con le immagini dell'HST di galassie a $z \sim 3 - 6$ e con il *rest-frame* in ottico e nel vicino infrarosso per galassie a $z \sim 1 - 2$ rispettivamente.

Le proprietà fotometriche infrarosse di galassie a $z \sim 1 - 2$ sono studiate con le immagini NIRCam e MIRI delle osservazioni ERO SMACS J0723, assieme ai dati di archivio di ALMA.

Le osservazioni ERO NIRSpec di SMACS J0723 forniscono spettri di alta qualità che permettono di identificare 10 galassie a $z = 1.2 - 8.5$, tre delle quali si trovano a $z = 7.7 - 8.5$ (Carnall et al. 2022), e permettono anche di caratterizzare il mezzo interstellare delle galassie (Curti et al. 2022). I dati spettroscopici di NIRISS sono complementari alle osservazioni NIRSpec e forniscono un campione spettroscopico di galassie $z \sim 1 - 8$. Si stanno raggiungendo quindi sempre più risultati sulla formazione di galassie grazie al JWST (Harikane, Ouchi et al. 2023).

3.5 Risultati Recenti

In questa sezione vengono presentati risultati recenti ottenuti con l'elaborazione dati ottenuti dalle *surveys* extragalattiche, prima da Harikane, Inoue et al. (2022) che lavorava con dati dell'HST, e in seguito da Rychar J Bouwens et al. (2023) e da Harikane, Nakajima et al. (2023), scritti a partire da dati del JWST.

3.5.1 Risultati HST

La galassia a *redshift* maggiore dal 2016 al 2022 è stata GN-z11, si trova a $z \sim 11$, misurato con rilevamenti del Lyman-break e delle righe metalliche nello spettro UV (P. A. Oesch, Brammer et al. 2016). Una caratteristica sorprendente di GN-z11 è la sua luminosità pari a $M_{UV} = -22.1 \text{ mag}$. Dato che non è vista tramite lenti gravitazionali, GN-z11 si trova nella parte più luminosa della funzione di luminosità del *rest-frame* UV. Nonostante il campo di vista stretto dell'HST con la *Wide Field Camera* (WFC3) nel vicino infrarosso che limita le *survey* ad aree $< 1 \text{ deg}^2$, diversi studi che usano l'HST trovano molte più LBGs luminose a $z \sim 9 - 10$ di quanto non ci si aspetti da una funzione di luminosità di Schechter (e.g., Finkelstein, M. Bagley et al. 2022b, Morishita, M. Trenti et al. 2018). Risultati statisticamente più solidi provengono dalle *surveys* di alcuni gradi quadrati nel vicino infrarosso fatte con il *Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy* (VISTA) e il *UK Infrared Telescope* (UKIRT) come UltraVISTA, le UKIRT *InfraRed Deep Sky Surveys* (UKIDSS), e le *VISTA Deep Extragalactic Observation* (VIDEO) *surveys*.

Queste *surveys* hanno rivelato che le funzioni di luminosità UV a $z \sim 9 - 10$ sono più consistenti con una funzione a doppia legge di potenza rispetto a una funzione standard di Schechter (Bowler et al. 2020). Compatibilmente a studi precedenti, si riportano anche eccessi di densità numerica simili, superiori alla funzione di Schechter a $z \sim 4 - 7$, implicando che ci sia stata poca evoluzione della densità numerica di galassie luminose a $z \sim 4 - 10$ (Bowler et al. 2020). L'evoluzione della LF UV

col *redshift* è rappresentata nella figura 3.5. Anche se sono necessarie osservazioni spettroscopiche per confermare questi risultati, gli studi indicano che ci sia un numero maggiore di galassie luminose a $z \sim 9 - 11$ di quanto non si pensasse, che devono essersi formate quindi nell'Universo primordiale $z > 10$. In aggiunta a queste osservazioni delle galassie luminose a $z \sim 9 - 11$, diversi studi suggeriscono la presenza di galassie *starforming* addirittura a $z \sim 15$.

Una sorgente candidata a $z \sim 12$ è stata identificata in un'immagine molto profonda del HST/WFC3 ottenuta nella campagna *Hubble Ultra Deep Field 2012* (UDF12). I Balmer-breaks identificati in galassie $z = 9 - 11$ mostrano la presenza di popolazioni stellari maturi di età $\sim 300 - 500$ Myr, implicando che ci sia stata formazione di stelle a $z \sim 14 - 15$. Un'analisi di candidati di galassie passive a $z \sim 6$ trova che le loro popolazioni stellari sono dominate da stelle vecchie con età di ~ 700 Myr, risultato consistente con l'attività di formazione stellare a $z > 14$ (Mawatari et al. 2020).

Giustificati da questi lavori, si cercano *drop-outs* nelle bande H di LBGs con *redshifts* pari a $z \sim 14 - 16$. Data la densità numerica osservata di galassie luminose a $z \sim 9 - 10$ e la poca evoluzione da $z \sim 4$ fino a $z \sim 10$ è possibile che si trovino diverse galassie con $z \sim 12 - 16$ nei *data sets* disponibili, ottenuti sia da telescopi spaziali che da telescopi di grandi dimensioni a terra (Harikane, Inoue et al. 2022).

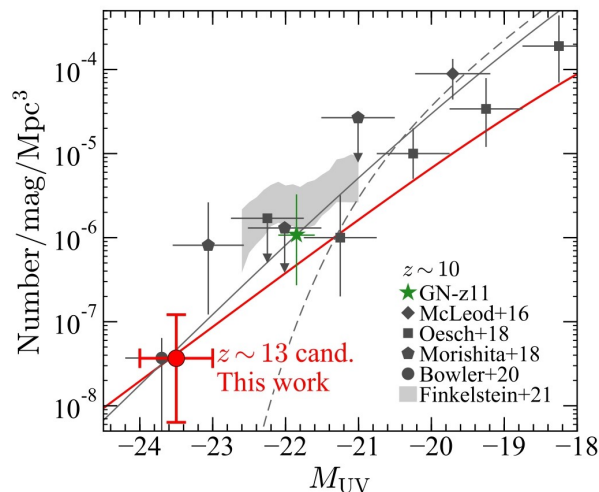


Figura 3.4: Funzioni di luminosità UV del *rest-frame* a $z \sim 13$ e $z \sim 10$. Il cerchio rosso mostra la densità numerica delle galassie candidate a $z \sim 13$. I simboli neri e la zona grigia sono misure a $z \sim 10$ prese da letteratura (diamante: McLeod, McLure e J. S. Dunlop 2016; quadrato: P. A. Oesch, Brammer et al. 2016; pentagono: Morishita, M. Trenti et al. 2018; cerchio: Bowler et al. 2020; zona grigia: Finkelstein, M. Bagley et al. 2022b). La stella verde è la densità numerica di GN-z11. La riga tratteggiata grigia è il *fit* della funzione di Schechter (R. J. Bouwens, P. A. Oesch, I. Labbé et al. 2016), mentre la riga grigia e quella rossa sono funzioni a doppia legge di potenza a $z \sim 10$ e $z \sim 13$ rispettivamente, i cui parametri sono determinati estrapolandoli a partire da *redshift* inferiori in Bowler et al. (2020). Immagine da Harikane, Inoue et al. (2022).

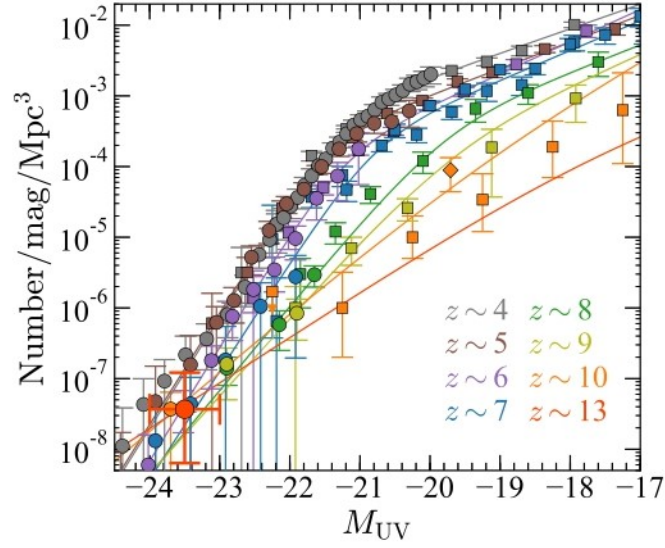


Figura 3.5: Evoluzione della funzione di luminosità UV del *rest-frame* da $z \sim 4$ a $z \sim 13$. I cerchi rossi mostrano la densità numerica dei candidati a $z \sim 13$, i simboli grigi, marroni, viola, blu, verdi, gialli e arancioni mostrano i risultati a $z \sim 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$ rispettivamente. I cerchi a $z \sim 4 - 7$ sono densità numeriche di galassie da Harikane, Fudamoto et al. (2021), e quelli a $z \sim 8 - 10$ sono presi da Bowler et al. (2020). I quadrati rappresentano i risultati presi da R. J. Bouwens, P. A. Oesch, M. Stefanon et al. (2021) e P. A. Oesch, R. J. Bouwens et al. (2018) a $z \sim 4 - 9$ e $z \sim 10$ rispettivamente. Il rombo è un risultato da McLeod, McLure e J. S. Dunlop (2016). Le linee rappresentano le funzioni a doppia legge di potenza in Harikane, Fudamoto et al. (2021) a $z \sim 4 - 7$ e Bowler et al. (2020) a $z \sim 8 - 13$. Notiamo che i punti dei dati da Bowler et al. (2020) a $z \sim 10$ sono *offset* orizzontalmente di -0.2 mag. Immagine da Harikane, Inoue et al. (2022).

3.5.2 Risultati nell'era del JWST

Gli studi precedenti all'arrivo dei dati del *James Webb Space Telescope* sono un punto di partenza fondamentale per i nuovi studi con i dati ERO, ERS, *Cycle 1* e *Cycle 2*. In questa sezione vengono esposti due articoli recenti che riportano risultati sulle LBGs a *redshift* elevati: Rychard J Bouwens et al. (2023), e Harikane, Nakajima et al. (2023). In questi vengono presentati i vincoli sulle funzioni di luminosità UV, e sui SFRs calcolati a partire da campioni di galassie da $z \sim 8.7$ a $z \sim 13$ (Rychard J Bouwens et al. 2023), e da $z \sim 8.61$ a $z \sim 13.20$ (Harikane, Nakajima et al. 2023).

Lo studio effettuato da Rychard J Bouwens et al. (2023) ha limitato la ricerca di galassie lontane a una regione di ~ 4.6 arcmin² che contiene sia le osservazioni WFC3/IR più profonde dei programmi HUDF09+HUDF12, che le osservazioni JWST/NIRCam del programma JEMS.

La selezione di galassie lontane viene effettuata usando criteri tipo Lyman-break, a due colori. I colori selezionati sono:

$$- z \sim 8-9: ((Y_{105} - JH_{140} < 1.3) \vee ((Y_{105} - JH_{140} < 0.8) \wedge (J_{125} - H_{160} > 0.3))) \wedge (J_{125} - H_{160} < 0.9)$$

$$- z \sim 10 - 11: (J_{125} - H_{160} < 0.9) \wedge (H_{160} - HK_{182} < 0.8) \wedge (H_{160} - K_{210} < 0.8)$$

$$- z \sim 12 - 13: (H_{160} - K_{210} > 0.7) \wedge (HK_{182} - K_{210} < 0.4)$$

- $z \sim 14 - 15$: $(HK_{182} - K_{210} < 0.4) \wedge (K_{210} - F430M < 1.7)$

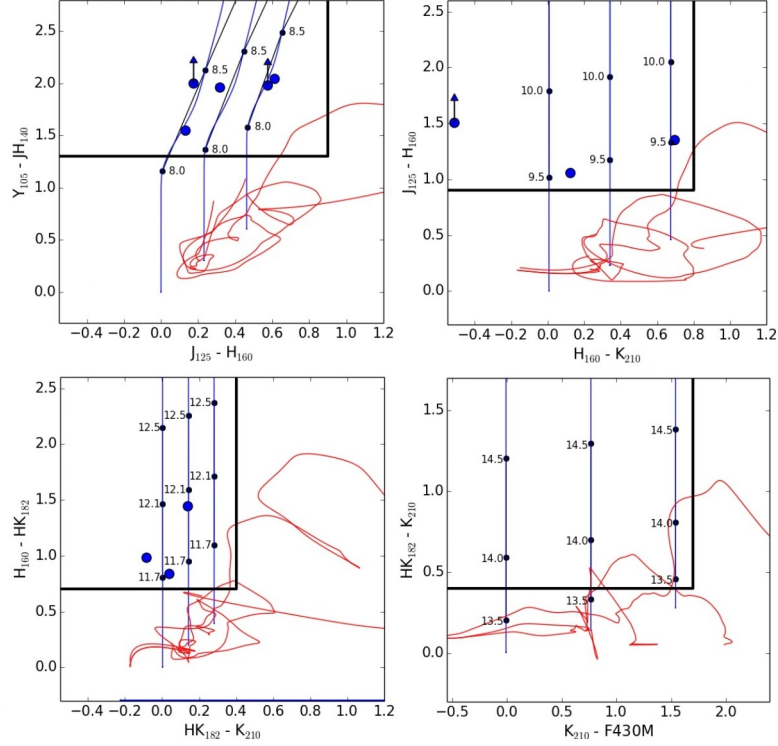


Figura 3.6: Rappresentazione dei colori usati per identificare le galassie a $z \sim 8 - 9$ (in alto a sinistra), $z \sim 10 - 11$ (in alto a destra), $z \sim 12 - 13$ (in basso a sinistra), $z \sim 14 - 15$ (in basso a destra). Le linee grosse nere indicano i limiti del primo criterio colore-colore (per la selezione $z \sim 8 - 9$ si includono anche sorgenti con colori $J_{125} - H_{160}$ più rossi di 0.3mag, e colori $Y_{105} - H_{140}$ più rossi di 0.8mag). Le linee blu indicano i colori attesi di galassie *star forming* con storie di formazione stellare costanti per 100 Myr e estinzione di polveri $E(B - V)$ pari a 0, 0.15, e 0.3; i punti neri indicano i colori a *redshift* specifici. Le linee rosse mostrano i colori attesi da galassie modello a *redshift* inferiori da Coleman, Wu e Weedman (1980). I cerchi pieni blu rappresentano i colori si sorgenti specifiche in questa selezione. Nel caso in cui non siano trovate sorgenti in una banda, vengono mostrate con una freccia al limite 1σ . Immagine da Rychard J Bouwens et al. (2023).

Vengono identificate fotometricamente 5 sorgenti a $z \sim 8 - 9$, 3 sorgenti a $z \sim 10 - 11$ e 2 sorgenti a $z \sim 12 - 13$, e nessuna sorgente a $z \sim 14 - 15$.

Per calcolare la funzione di luminosità vengono derivati i risultati di massima verosimiglianza a $z > 8$ adottando una statistica Poissoniana. Si derivano i risultati di LF massimizzando la verosimiglianza L di produrre la distribuzione di magnitudine apparente osservata dato un modello di LF:

$$L = \prod_i p(m_i) \quad (3.2)$$

dove la verosimiglianza di una specifica LF è calcolata su un set di intervalli di magnitudini apparenti m_i . Visto che è stata considerata una distribuzione di Poisson, la probabilità di trovare

$n_{observed,i}$ sorgenti è

$$p(m_i) = e^{-n_{expected,i}} \frac{(n_{expected,i})^{n_{observed,i}}}{n_{observed,i}!} \quad (3.3)$$

dove $n_{observed,i}$ è il numero di sorgenti osservate in un intervallo di magnitudini i , mentre $n_{expected,i}$ è il numero previsto dalla LF modello. Il valore di $n_{expected,i}$ è calcolato in base a un modello di LF ϕ_j a partire dall'equazione:

$$n_{expected,i} = \sum_j \phi_j V_{i,j} \quad (3.4)$$

dove $V_{i,j}$ è il volume effettivo nel quale una sorgente nell'intervallo di magnitudine j può essere selezionata e avere una magnitudine misurata nell'intervallo i . I risultati ottenuti sono presentati nella figura 3.7, quelli a $z \sim 9 - 10$ sono abbastanza simili a lavori precedenti con HST e JWST, mentre i risultati a $z \sim 12 - 13$ presentano stime superiori ad altri risultati recenti ottenuti con JWST, per cui gli autori enfatizzano che le incertezze sono ampie, essendosi basati solo su due sorgenti identificate in un volume ristretto.

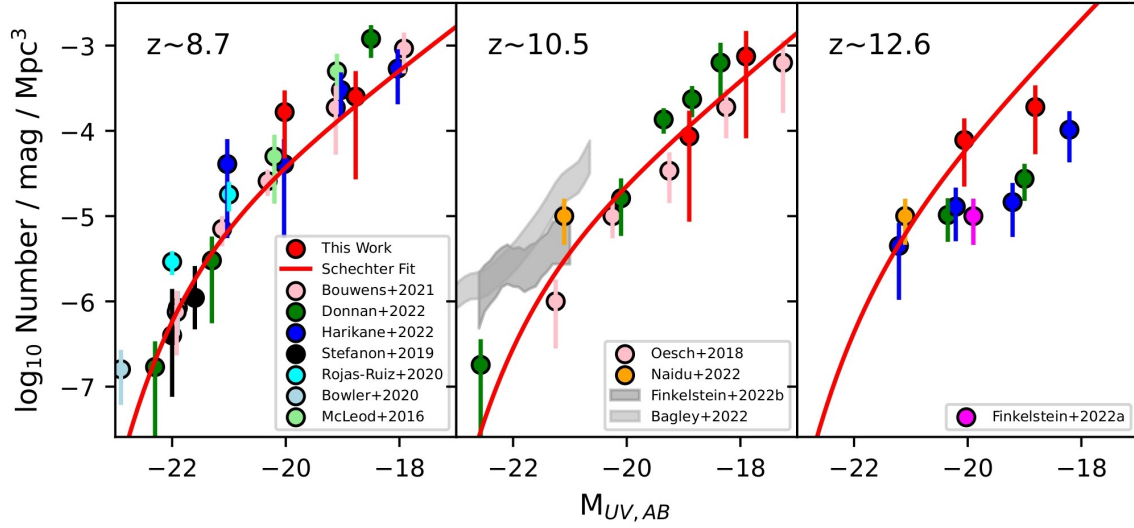


Figura 3.7: Funzioni di luminosità UV di Schechter e dati raccolti a $z \sim 8 - 9$, $z \sim 10 - 11$, $z \sim 12 - 13$ (linee rosse e cerchi rossi rispettivamente) usando il campione selezionato da Rychard J Bouwens et al. (2023), sono presenti anche dati di lavori precedenti, illustrati in legenda: R. J. Bouwens, P. A. Oesch, M. Stefanon et al. (2021): rosa, Donnan et al. (2022): verde, Harikane, Ouchi et al. (2023): blu, Mauro Stefanon, Ivo Labbé et al. (2019): nero, Rojas-Ruiz et al. (2020): ciano, Bowler et al. (2020): azzurro, McLeod, McLure e J. S. Dunlop (2016): verde chiaro, P. A. Oesch, R. J. Bouwens et al. (2018): rosa, Finkelstein, M. Bagley et al. (2022a): regione grigio scuro, M. B. Bagley et al. (2022): regione grigio chiaro, Naidu, Pascal A. Oesch, Dokkum et al. (2022): arancione, and Finkelstein, M. B. Bagley et al. (2022): magenta. Immagine da Rychard J Bouwens et al. (2023).

Nell'articolo Harikane, Nakajima et al. (2023) vengono usati *data sets* dal JWST/NIRSpec ottenuti con le osservazioni ERO del campo dell'ammasso SMACS 0723, con le osservazioni ERS di GLASS, con CEERS (ERS-1345, PI: S. Finkelstein), con le osservazioni *General Observer* (GO) di una galassia presupposto a $z \sim 11$ (GO-1433, PI: D. Coe), e con le osservazioni *Director's Discretionary Time* (DDT) di galassie presupposte a $z \sim 12 - 16$ (DD-2750, PI: P. Arrabal Haro).

Con l'analisi degli spettri, vengono confermate indipendentemente 16 galassie a $z_{spec} = 8.61 - 11.40$, includendo nuove determinazioni di *redshift*, e una galassia molto brillante a $z_{spec} = 4.91$, che in osservazioni fotometriche precedenti era stata erroneamente stimata a $z \sim 16$. Aggiungendo altre 9 galassie con *redshift* fino a $z_{spec} = 13.20$ presenti in letteratura si ottiene un campione totale di 25 galassie confermate spettroscopicamente.

Per calcolare la LF il campione viene suddiviso in tre sottogruppi : $z_{spec} = 8.5 - 9.5$, $9.5 - 11.0$, $11.0 - 13.5$, e si calcolano le densità numeriche a $z \sim 9, 10, 12$. Viene anche calcolato un limite superiore della densità numerica a $z \sim 16$ bastato sul risultato del candidato a $z \sim 16$, che è risultato essere a $z_{spec} = 4.91$. Visto che le galassie nel campione spettroscopico sono confermate con NIRSpec/MSA, la cui completezza di rilevamento e selezione dei target non è bene nota, la stima del volume effettivo per la funzione di luminosità non è semplice. Vengono quindi usati due metodi di stima del volume effettivo. Il primo metodo è usare le stime di volume effettivo pubblicate in letteratura, il secondo è usare il campo di vista di NIRSpec, partendo dalle aree delle *surveys*, per cui per le galassie $z = 11.0 - 13.5$ si parte da un'area pari a 9 arcmin^2 , mentre per sorgenti osservate con CEERS e DDT si ha un'area pari a 45 arcmin^2 s (e.g., Finkelstein, M. Bagley et al. 2022a; Donnan et al. 2022; Harikane, Ouchi et al. 2023; Rychard J Bouwens et al. 2023), e per sorgenti osservate con l'HST si prende l'area di *survey* del campo EGS (Finkelstein, M. B. Bagley et al. 2022) pari a 205 arcmin^2 .

Le funzioni di luminosità UV appena descritte sono rappresentate nella figura 3.8. I vincoli delle funzioni di luminosità UV calcolate sono consistenti con le precedenti stime fotometriche, entro le incertezze, ma a $z \sim 12$ indicano un'evoluzione modesta rispetto al *redshift*, sono quindi in tensione con alcuni modelli teorici che prevedono una rapida evoluzione delle funzioni di luminosità al crescere del *redshift* (e.g Yung et al. 2023).

Al momento non è ancora stata confermata spettroscopicamente nessuna galassia con massa stellare che violi il modello Λ CDM, in quanto la stima di *redshift* della galassia a $z \sim 16$ era errata, ma sono state confermate invece delle galassie a $z_{spec} = 11 - 13$ con masse stellari superiori ai

modelli. Queste tensioni quindi sono ancora incerte, ma restano oggetto di discussione in diversi lavori, nel prossimo capitolo verranno esposti due di questi lavori.

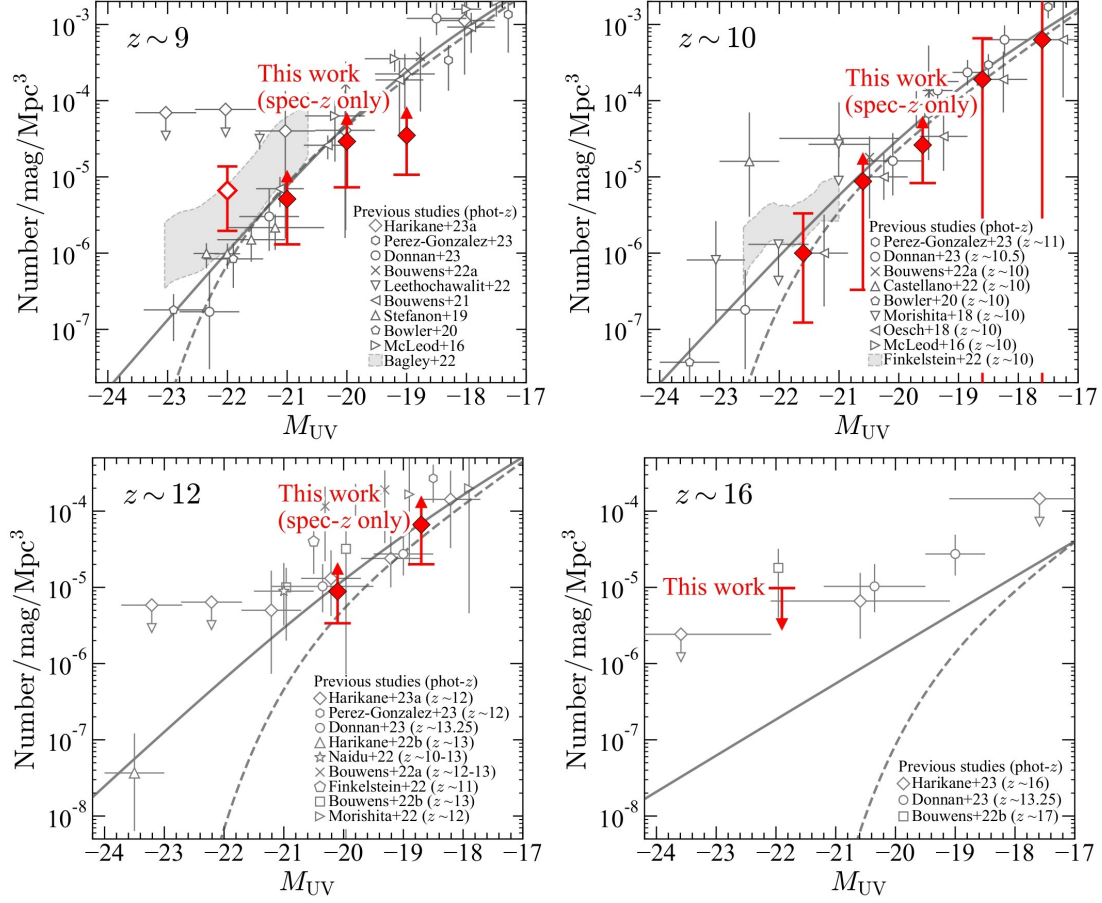


Figura 3.8: Funzioni di luminosità UV a $z \sim 9$, $z \sim 10$, $z \sim 12$, $z \sim 16$. I rombi rossi rappresentano le densità numeriche delle galassie con *redshift* spettroscopici derivati in questo studio. Gli errori includono la varianza cosmica. I simboli grigi sono stime basate su campioni fotometrici di studi precedenti (Harikane, Ouchi et al. 2023; Pérez-González et al. 2023; Donnan et al. 2022; R. J. Bouwens, P. A. Oesch, M. Stefanon et al. 2021, Rychard J Bouwens et al. 2023; Leethochawalit et al. 2023; Mauro Stefanon, Ivo Labbé et al. 2019; Bowler et al. 2020; McLeod, McLure e J. S. Dunlop 2016; M. B. Bagley et al. 2022; **Castellano 2023**; Morishita, M. Trenti et al. 2018; Morishita e Stiavelli 2023; P. A. Oesch, R. J. Bouwens et al. 2018; Finkelstein, M. B. Bagley et al. 2022, Finkelstein, M. Bagley et al. 2022a; Naidu, Pascal A. Oesch, Setton et al. 2022). La riga dritta è una funzione a doppia legge di potenza, e la riga tratteggiata è una funzione di Schechter, entrambe interpolate usando i risultati a $z \sim 9 - 12$ in Harikane, Ouchi et al. (2023). Il rombo vuoto a $z \sim 9$ si considera possa essere dovuto a una sovradensità di galassie a quel redshift nelle aree osservate. Immagine da Harikane, Nakajima et al. (2023).

Capitolo 4

Tensioni con il modello Λ CDM

In questo capitolo verranno presentate due posizioni contrastanti riguardanti l'interpretazione dei nuovi dati acquisiti con il JWST, ovvero se questi siano in tensione con i modelli cosmologici attuali, in particolare con il modello Λ CDM. Gli argomenti trattati presentano un dibattito aperto e ancora in via di sviluppo, per cui l'obiettivo è di esporre generalmente la frontiera della ricerca in questo ambito. Gli articoli selezionati sono Lovell, Harrison et al. (2022), esposto nella sezione 4.1, e McCaffrey et al. (2023), esposto nella sezione 4.2.

4.1 Presenza di Tensioni

L'articolo Lovell, Harrison et al. (2022) vuole testare il modello cosmologico Λ CDM con le nuove osservazioni del JWST. La distribuzione di aloni di materia oscura può essere prevista accuratamente nel modello cosmologico Λ CDM, per cui la presenza di un solo alone massiccio, o di una galassia, definite la frazione barionica e quella stellare, può essere usata per testare il modello cosmologico scelto.

Nell'analisi viene applicata una tecnica statistica nota come *Extreme Value Statistics* (EVS; Gumbel 1958; Kotz e Nadarajah 2000). Questo metodo fornisce previsioni sulla variabile casuale di valore maggiore a partire da una distribuzione, ed è estremamente efficace perché permette di testare la cosmologia intrinseca a partire dall'osservazione di un singolo oggetto estremo. Fornisce anche un limite superiore e inferiore della massa dell'oggetto.

Harrison e Coles (2011a) applicarono l'EVS alla funzione di massa di un alone prevista per generare la Funzione di Densità di Probabilità (PDF) dell'alone più massiccio a un dato *redshift*. Estendendo poi questa procedura in Harrison e Coles (2011b) ai volumi delle *surveys* per stabilire

se alcuni degli ammassi osservati ad alti *redshift* superassero la massa massima prevista secondo la Λ CDM, non avevano trovato tensione tra le osservazioni e la teoria.

Per estendere questo metodo a *redshift* maggiori servono misure di massa di aloni molto inferiori a quelle che ospitano ammassi di galassie, ma queste misure possono essere difficili. La massa degli aloni può essere dedotta dal *clustering* delle galassie, questo però non è applicabile agli oggetti isolati.

Per stimare la massa degli aloni, si possono usare metodi diversi, quello adottato in studi precedenti con buoni risultati prevede di misurare l'emissione diretta delle componenti barioniche della galassia e presumere una proporzionalità con la massa totale. Una volta ottenuta la massa barionica delle galassie, la si può combinare con la frazione barionica, f_b , e successivamente con frazioni di componenti rilevanti, come la frazione stellare, f_* , per derivare stime della massa di alone.

Steinhardt et al. (2016) per primi esplorarono questo approccio, stimando un rapporto di massa-luce misurato a $z = 4$ ed una relazione tra massa stellare e di alone fissa, trovando alcune tensioni a $4 < z < 8$. Successivamente Behroozi e Silk (2018) implementarono questo metodo usando la frazione barionica cosmica come limite superiore assoluto per il rapporto tra massa stellare galattica e massa di alone ($f_b = 0.16$; Planck Collaboration et al. 2016).

Più recentemente Boylan-Kolchin (2023) ha usato un approccio simile a quest'ultimo per testare se i candidati massicci ad alti *redshifts* scoperti nei primi dati del JWST (Donnan et al. 2022; Harikane, Ouchi et al. 2023; Labbé et al. 2023; Naidu, Pascal A. Oesch, Dokkum et al. 2022; Finkelstein, M. B. Bagley et al. 2022; Adams et al. 2022; Rodighiero et al. 2022) superano i limiti posti dal Λ CDM. In questo lavoro gli autori hanno testato sia la densità numerica di galassie al di sopra di una certa massa stellare ad alti *redshift*, che i limiti posti alla densità di massa stellare, e trovano forti tensioni per i candidati presentati da Labbé et al. (2023) a $z \sim 10$, soprattutto con la densità di massa, ma meno tensioni con altri studi. Anche Menci et al. (2022) hanno usato l'abbondanza di candidati ad alti *redshift* del JWST per mettere dei vincoli ai modelli dell'energia oscura.

Lo schema usato parte dal calcolo della PDF della massa dell'alone più massiccio con l'EVS su ipersuperfici a *redshift* fissato, per poi confrontarlo con immagini prese da queste simulazioni. In seguito si calcolano le stime dei volumi delle *survey* effettuate in questo caso dal JWST, e si confrontano le PDF con misure osservative recenti della massa di galassie, facendo previsioni sulle prossime *survey* a largo campo con il JWST stesso, Roman ed Euclid. L'osservazione di masse di aloni o di galassie superiori ai valori previsti per l'oggetto più massiccio implicherebbe la presenza di tensioni con Λ CDM. Ugualmente, calcolando l'intera PDF con EVS, è possibile valutare la massa minima dell'alone o della galassia più massiccia; se l'oggetto più grande osservato ha una

massa significativamente minore di quanto previsto dall'EVS, questo evidenzierà tensioni altrettanto significative con il modello Λ CDM. Si considera un modello cosmologico Λ CDM piatto con parametri $\Omega_M = 0.309$, $\Omega_b = 0.0486$, $\sigma_8 = 0.816$, $h = 0.678$ (Planck Collaboration et al. 2016).

Per calcolare la PDF EVS serve prima considerare quale forma abbia l'HMF. Si scelgono le funzioni di massa di alone di Behroozi, Wechsler e Conroy (2013), che sono calibrate usando simulazioni a N-corpi in un intervallo di *redshift* $2 \leq z \leq 8$ basate sulle funzioni di massa da Tinker et al. (2008). L'evoluzione col *redshift* dei parametri dell'HMF da Behroozi, Wechsler e Conroy (2013) si appiattisce a $z > 8$, quindi è possibile estrapolare a questi *redshift*.

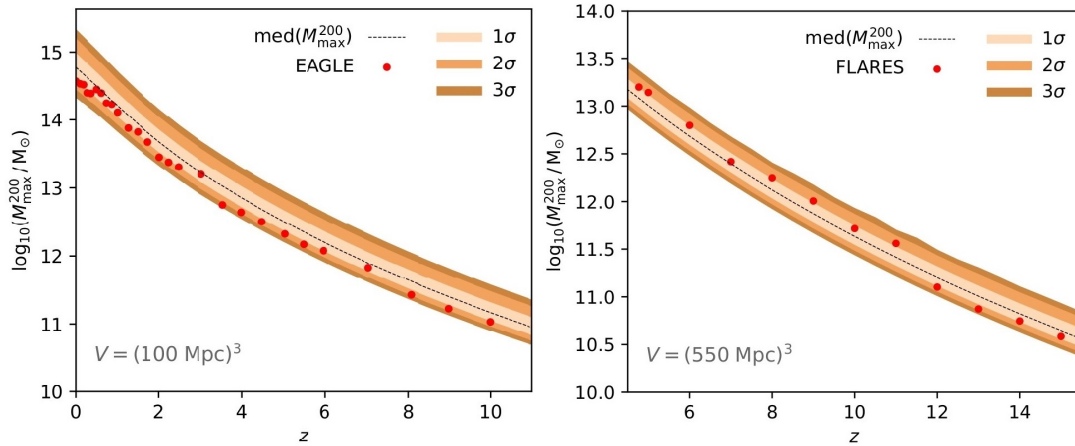


Figura 4.1: **A sinistra:** Intervalli di confidenza della PDF EVS a *redshift* fissato, su un range di *redshift*, per alone presi da un volume di 100 Mpc^3 . L'alone più massiccio di ogni istantanea della simulazione EAGLE è mostrato in rosso. **A destra:** come sopra, ma con un volume di 550 Mpc^3 , per la simulazione FLARES. Immagine da Lovell, Harrison et al. (2022)

La figura 4.1 mostra l'HMF per un intervallo di *redshift*, con la PDF per l'alone più massiccio su un'ipersuperficie a *redshift* costante, con volume 100 Mpc^3 , prevista dall'EVS. Il picco della PDF corrisponde con la massa più probabile dell'alone più massiccio nel volume a quel *redshift*.

Per testare i risultati ottenuti li si confronta con le previsioni per l'alone più massiccio da due simulazioni cosmologiche idrodinamiche. La simulazione EAGLE (Schaye et al. 2014; Crain et al. 2015) è un volume cosmologico di 100 Mpc^3 dove si evolvono costantemente sia la materia oscura che i barioni. Le simulazioni FLARES (Lovell, Aswin P Vijayan et al. 2021; Aswin P. Vijayan et al. 2021) usano il modello fisico EAGLE per simulare di nuovo ingrandimenti di una serie di sovradensità durante l'epoca della reionizzazione, ampliando il *range* dinamico su volumi cosmologici periodici. FLARES non è un modulo periodico continuo quindi serve calcolare il volume effettivo delle regioni ingrandite combinate, che dipende dalla massa/luminosità delle galassie selezionate. È stato usato un volume effettivo fisso a 550 Mpc^3 , che corrisponde circa a quello dell'alone/galassia

più massiccio a tutti i *redshift*. L'HMF in entrambe queste simulazioni non è identica a quella presentata da Behroozi, Wechsler e Conroy (2013), ma è in buon accordo con i *redshift* presenti. In questo esempio si raffigurano le PDF EVS a diversi *redshift* simultaneamente. Per fare questo si calcola la PDF per intervalli di *redshift* stretti ($\Delta z = 0.2$). Si integrano le PDF trovate per trovare gli intervalli di confidenza a $1, 2, 3\sigma$, che vengono raffigurati assieme alla mediana di ogni distribuzione. La figura 4.1 mostra la PDF di M_{200} valutata su un range di *redshift*: $0 \lesssim z \lesssim 10$ per EAGLE, $5 \lesssim z \lesssim 15$ per FLARES. Nella figura 4.1 ci sono anche i valori di M_{200} degli aloni più massicci selezionati in ogni *rest-frame* della simulazione disponibile in EAGLE e FLARES. Tutti gli aloni simulati si trovano entro gli intervalli di confidenza 3σ . Il livello di accordo è molto buono, e dà una buona indicazione sull'abilità dello schema EVS di riprodurre vincoli realistici nel piano massa di alone-*redshift*, nonostante siano state considerate HMF leggermente diverse da quelle prodotte nelle simulazioni.

Per convertire la PDF per la distribuzione di aloni in una PDF per la massa stellare delle galassie serve tener conto della frazione barionica f_b , e della frazione stellare f_* . La frazione barionica è stabilita dalla cosmologia considerata ($f_b = 0.16$; Planck Collaboration et al. 2016). Consideriamo un valore fisso, notando però che questo valore può variare in ambienti cosmologici diversi, ma ad alti *redshift* le deviazioni dal valore universale si stima siano piccole e non abbiano effetti rilevanti sulla distribuzione barionica. La frazione stellare dipende dall'astrofisica che converte il gas freddo in stelle. Supponendo che tutti i barioni siano stati convertiti in stelle, $f_* = 1$, si ha un limite superiore conservativo della frazione stellare. Si moltiplicano quindi la PDF degli aloni per il prodotto della frazione barionica per quella stellare:

$$\Phi(M_*) = \Phi(M_{DM})f_b f_* \quad (4.1)$$

Nella realtà le misure della frazione stellare suggeriscono valori molto inferiori, in particolare per gli aloni più massicci (e.g. Giardini et al. 2009). Per tener conto di questo si considera una distribuzione log-normale di f_* (troncata a $0 \leq f_* \leq 1$):

$$f_* = \ln N(\mu, \sigma^2) \quad (4.2)$$

dove $\mu = e^{-2}$ e $\sigma = 1$. Questo semplice modello ignora la dipendenza della frazione stellare dal *redshift* e dalla massa di alone, ma incorpora un intervallo di valori dedotti da modelli di aloni semplici (Tacchella, Michele Trenti e Carollo 2013, Tacchella, Bose et al. 2018) e dalle osservazioni

(e.g. Mauro Stefanon, Rychard J. Bouwens et al. 2021).

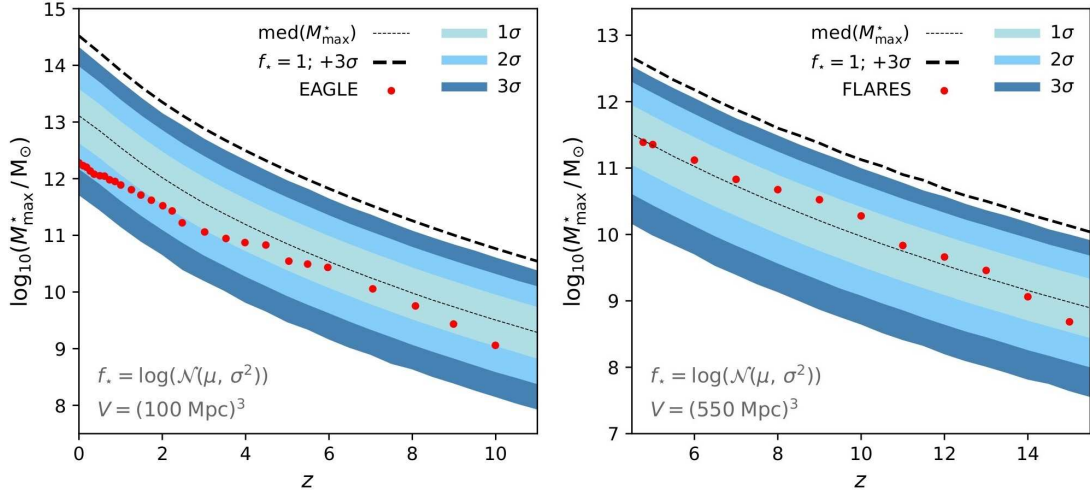


Figura 4.2: **A sinistra:** Intervalli di confidenza della PDF EVS di massa stellare a *redshift* fissato, su un range di *redshift*, per galassie presi da un volume di 100 Mpc^3 . La riga tratteggiata mostra il limite superiore 3σ se $f_* = 1$. La galassia piú massiccia di ogni istantanea della simulazione EAGLE è mostrato in rosso. **A destra:** come sopra, ma con un volume di 550 Mpc^3 , per la simulazione FLARES. Immagine da Lovell, Harrison et al. (2022).

La figura 4.2 mostra la PDF della massa stellare per un'ipersuperficie a *redshift* fissato, con un volume pari a 100 Mpc^3 e 550 Mpc^3 , considerando una distribuzione lognormale di f_* . Le incertezze sono maggiori rispetto alla PDF degli aloni, come previsto. I risultati dalle simulazioni EAGLE e FLARES sono raffigurati, e si trovano tutti entro le incertezze. C'è un notevole appiattimento nella massa stellare massima in EAGLE andando verso *redshift* minori, che dimostra la dipendenza dell'evoluzione di f_* dal *redshift* e dalla massa dell'alone. Al momento si ignora questa dipendenza, e si considera una distribuzione fissa.

Nelle *survey* di galassie non si osservano galassie a un *redshift* fissato, e quindi serve tener conto della variazione nel volume col *redshift* in un Universo in espansione, come anche del cambio nella densità numerica di aloni col *redshift* dovuta alla crescita delle strutture.

Per confrontare le funzioni di massa teoriche con le osservazioni serve tener conto del *bias* di Eddington. La pendenza della funzione di massa implica che siano presenti molti piú aloni poco massicci rispetto a quelli massicci, quindi c'è una maggiore diffusione di misure di aloni di massa minore rispetto alla dispersione delle misure di aloni massicci, il che va ad aumentare il numero apparente di aloni massicci. Lo stesso effetto si applica alla massa stellare delle galassie. Viene

corretto usando la seguente formula:

$$\ln M_{edd} = \ln M_{obs} + \frac{1}{2} \epsilon \sigma_{\ln M}^2, \quad (4.3)$$

dove ϵ è l'inclinazione locale della funzione di massa dell'alone, e $\sigma_{\ln M}$ è l'incertezza della stima alone/massa stellare. Si correggono le osservazioni usando le incertezze riportate sulla massa stellare. Per le masse stellari si deriva ϵ dall'HMF, ma si usa la massa di alone data dalla massa stellare osservata moltiplicata per l'inverso della frazione barionica. Si sa che la vera pendenza della funzione di massa stellare della galassia è maggiore a bassi *redshift*, per i dati dagli AGN, ma si suppone che questo effetto sia meno estremo ad alti *redshift*, come quelli trattati.

Diversi studi hanno presentato stime di masse stellari di galassie ad alti *redshift* ($z > 8$). Tacchella, Finkelstein et al. (2022) presentano un'analisi di una serie di galassie selezionate nei campi CANDELS dell'HST, con i flussi Spitzer/IRAC associati da Finkelstein, M. Bagley et al. (2022a). Usano il codice di *fitting* SED Bayesiano di *Prospector* per ottenere stime di masse stellari a partire dai dati fotometrici (Leja et al. 2017), per poi presentare un'analisi della verosimiglianza delle stime di massa stellare nel modello Λ CDM usando il metodo di Behroozi e Silk (2018). Sondano fino a una densità numerica limite $\phi > 10^{-6} \text{Mpc}^{-3}$, approssimativamente il valore che ci si aspettava per un'area di *survey* simile, e considerano una frazione barionica pari $f_b = 0.16$ e una frazione stellare unitaria $f_* = 1$. Due galassie nel loro campione sono in tensione con questi vincoli, COSMOS-20646 e UDS-18697, a 3σ e a 4.6σ rispettivamente. Discutono però che la varianza cosmica, le incertezze osservative (dovute principalmente alla fotometria IRAC) e le incertezze nelle misure (per le ipotesi del modello SED) riducono significativamente queste tensioni.

Viene ripetuta l'analisi usando l'EVS. Il pannello di sinistra della figura 4.3 mostra la PDF EVS della massa stellare delle galassie per un'area di *survey* combinata di Finkelstein, J. Dunlop et al. (2015), con le stime di massa stellare delle galassie selezionate da Tacchella, Finkelstein et al. (2022) dopo aver corretto per il *bias* di Eddington. La maggior parte delle galassie si trovano entro un'incertezza pari a 3σ , ma le stesse due galassie identificate in Tacchella, Finkelstein et al. (2022) si trovano fuori da questi limiti, anche correggendo il *bias* di Eddington, sono compatibili solo prendendo il limite superiore a 3σ con $f_* = 1$.

Recentemente Harikane, Inoue et al. (2022) hanno presentato due candidati a galassie luminose, HD1 e HD2, dalle osservazioni dei campi COSMOS e SXDS. I valori stimati di *redshift* fotometrici sono $z = 15.2_{-2.1}^{+1.2}$ e $z = 12.3_{-0.3}^{+0.4}$. Per HD1 è possibile ottenere anche il *redshift* spettroscopico, che è $z = 13.27$. Stime delle proprietà fisiche di queste sorgenti non sono ancora ben definite, ma

le masse stellari si valuta varino da 10^9 - $10^{11}M_{\odot}$ a $10^{9.8}$ - $10^{11}M_{\odot}$ per HD1 e HD2 rispettivamente. Questi intervalli sono vincolati dalle masse stellari ottenute usando la relazione $M_* - M_{UV}$ a $z = 8$ da Song et al. (2016).

Il pannello di destra della figura 4.3 mostra la PDF EVS della massa stellare delle galassie per un'area di *survey* di 2.3 deg^2 , e le stime di masse stellari di HD1 e HD2 corrette per il *bias* di Eddington. HD1 è rappresentata sia con il *redshift* fotometrico che con quello spettroscopico. La correzione di massa per il *bias* di Eddington è abbastanza grande in quanto l'incertezza sulla massa stellare è significativa, il che fa rientrare le stime entro i margini a 3σ , per entrambi gli oggetti.

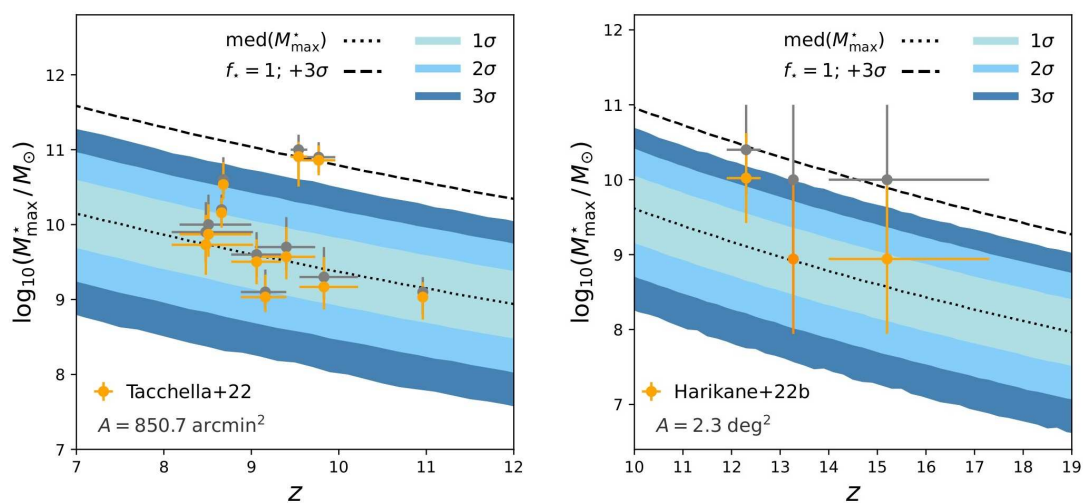


Figura 4.3: **A sinistra:** Intervalli di confidenza EVS della massa stellare per un volume di *survey* osservazionale con un'area di 850.7 arcmin^2 , su un range di *redshift*. Le stime di masse stellari da Tacchella, Finkelstein et al. (2022) per galassie nei campi HST/CANDELS (Finkelstein, M. Bagley et al. 2022a), sono mostrate in giallo. I punti grigi mostrano le stime non corrette per il *bias* di Eddington. La riga tratteggiata mostra il limite superiore a 3σ considerando $f_* = 1$. **A destra:** Come sopra, con un volume di *survey* osservazionale con un'area di 2.3 deg^2 , e i risultati osservazionali da Harikane, Inoue et al. (2022) convertiti in masse stellari con una relazione di scala lineare. Immagine da Lovell, Harrison et al. (2022).

A partire dalla pubblicazione dei primi dati del JWST sono stati fatti diversi studi per stimare i *redshift* e le masse stellari di galassie ad alto *redshift* (e.g. Adams et al. 2022; Donnan et al. 2022; Finkelstein, M. B. Bagley et al. 2022; Harikane, Ouchi et al. 2023; Labbé et al. 2023; Naidu, Pascal A. Oesch, Dokkum et al. 2022; Rodighiero et al. 2022). Molti di questi hanno proposto candidati che si trovano ai limiti del piano massa stellare-*redshift*. Usando l'*extreme value statistics* si testa se questi candidati sono in tensione con il modello Λ CDM. Labbé et al. (2023) presentano sette candidati con massa $> 10^{10}M_{\odot}$ a $7 < z < 11$ in un'area di 40 arcmin^2 , presa dal programma CEERS, usando *Eazy* e *Prospector* per le stime di *redshift* fotometrico e massa stellare rispettivamente.

Il pannello in alto a sinistra della figura 4.4 mostra questi candidati nel piano massa stellare-*redshift*, con la PDF EVS per un'area di *survey* identica. Cinque dei sette candidati si trovano oltre il limite superiore a 3σ , considerando una frazione stellare unitaria. Nei dati presentati non vengono fornite stime sugli errori, ma considerando un errore pari a 0.3 dex solo due dei candidati si trovano comunque fuori dai bordi a 3σ , considerando una frazione stellare log-normale. Nei primi *data sets* è stato trovato un candidato a $z \sim 17$, identificato anche nei dati di CEERS (40 arcmin²), presentato per la prima volta da Donnan et al. (2022). Il dibattito sull'accuratezza di tale stima fotometrica del *redshift* è ancora aperto, in quanto anche un caso a $z \sim 5$ spiegherebbe la fotometria osservata. Naidu, Pascal A. Oesch, Setton et al. (2022) forniscono stime di masse stellari e *redshift* fotometrico per due soluzioni potenzialmente a $z \sim 5$, come per le soluzioni a $z \sim 17$, nel pannello in alto a sinistra della figura 4.4 è inserita la soluzione a $z \sim 17$. Questa soluzione è evidentemente in tensione con la PDF EVS, anche tenendo conto degli errori sulla massa stellare dovuto al *bias* di Eddington. Le soluzioni a *redshift* minori valutate non risultano in tensione.

Harikane, Ouchi et al. (2023) identificano a loro volta galassie a $z \sim 17$ nei programmi ERO ed ERS, su un'area totale di 90 arcmin². Usano *Prospector* per le stime di massa stellare e *redshift* fotometrico, e trovano conferme sulle stime di massa stellare fatte confrontandole con quelle fatte da altri studi per gli stessi oggetti (Naidu, Pascal A. Oesch, Dokkum et al. 2022; Donnan et al. 2022; Finkelstein, M. B. Bagley et al. 2022). L'eccezione principale è il caso a $z \sim 17$ per cui Harikane, Ouchi et al. (2023) e Donnan et al. (2022) prevedono una massa stellare inferiore (di circa 0.7 dex) rispetto a Naidu, Pascal A. Oesch, Setton et al. (2022). Il pannello in alto a destra della figura 4.4 mostra questi candidati e la PDF EVS calcolata, tutti gli oggetti rientrano nei margini, anche ai valori di *redshift* più estremi.

Nel pannello inferiore della figura 4.4 è rappresentata una selezione di candidati da Rodighiero et al. (2022) da un'area di 10 arcmin² che include l'ammasso SMACS0723. Gli oggetti target sono quelli che appaiono scuri a lunghezze d'onda del *rest-frame* UV-ottiche, che vengono considerati evidenze di alti livelli di oscuramento delle polveri. Si rappresentano alcuni candidati, la maggior parte dei quali sono consistenti con le previsioni fatte. Tuttavia un candidato a $z \sim 10$ si trova significativamente in tensione. Si inseriscono nella figura anche i limiti superiori a 3σ per una frazione stellare unitaria, considerando una *survey* del cielo intero, e si vede che questo candidato è in tensione anche con questo limite estremamente conservativo.

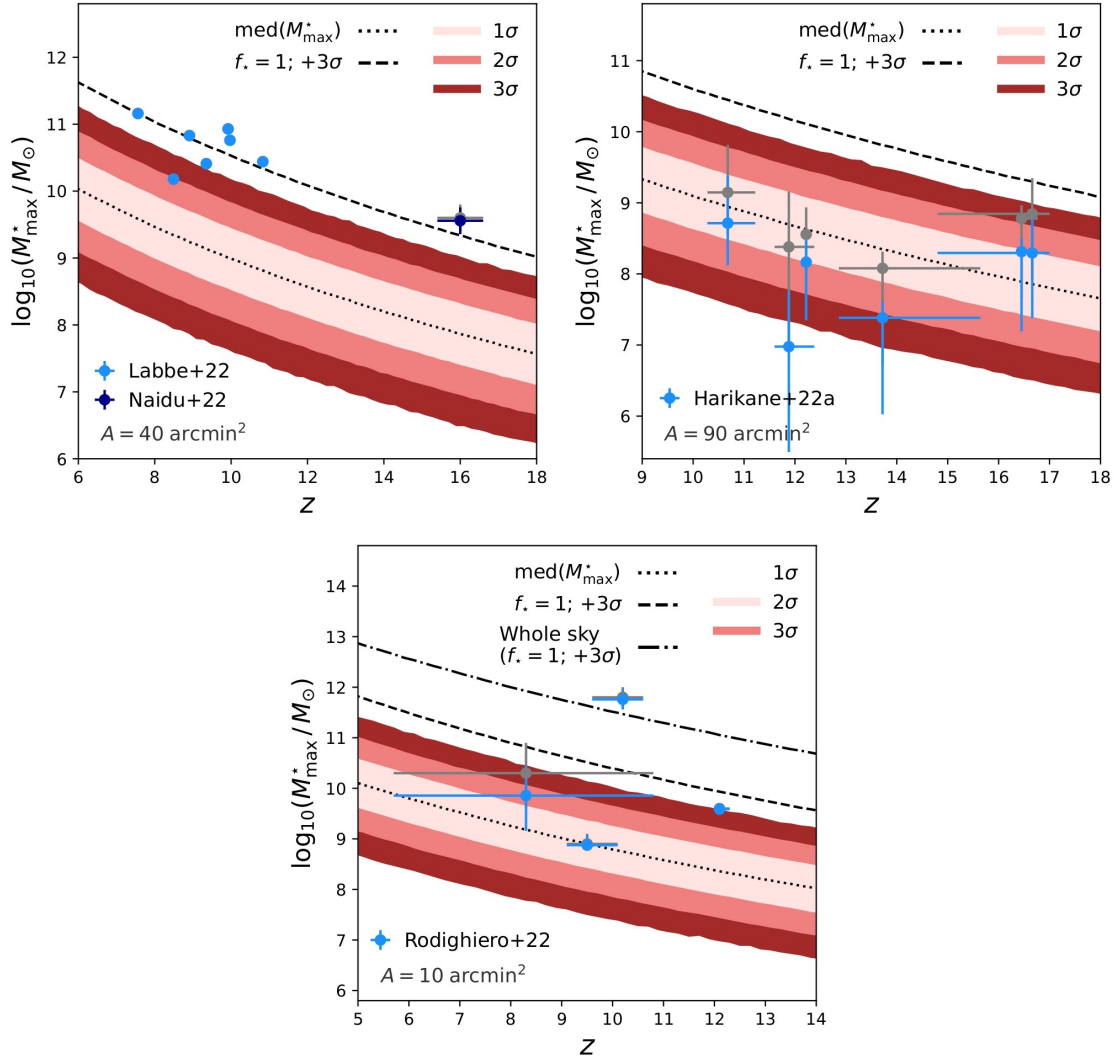


Figura 4.4: Come in figura 4.3, ma con gli ultimi candidati ad alto *redshift* da JWST. **A sinistra in alto:** un volume di *survey* osservazionale con un'area di 40 arcmin^2 . Sono rappresentati risultati osservazionali da Labbé et al. (2023) a $z \sim 10$, e il candidato di Donnan et al. (2022), con soluzioni derivate da Naidu, Pascal A. Oesch, Setton et al. (2022) a $z \sim 17$. **A destra in alto:** un volume di *survey* osservazionale con un'area di 20 arcmin^2 , con stime di masse stellari da Harikane, Ouchi et al. (2023). **In basso:** stime di masse stellari da Rodighiero et al. (2022), considerando un'area di *survey* pari a 10 arcmin^2 . La riga tratteggiata mostra il limite superiore a 3σ considerando $f_* = 1$. Immagine da Lovell, Harrison et al. (2022)

I risultati trovati da Lovell, Harrison et al. (2022) usando l'EVS per predire la massa stellare delle galassie più massicce in un Universo Λ CDM piatto ad alti *redshift* si possono riassumere come segue:

- Considerando una forma per la funzione di massa dell'alone, si calcolano le funzioni di densità di probabilità EVS per l'alone più massiccio su un'ipersuperficie a redshift fissato. L'alone più massiccio nelle simulazioni EAGLE e FLARES si trova entro intervalli a 3σ dalla previsione.

- Si prende la frazione stellare come una distribuzione log-normale, e la si combina con una frazione barionica fissa per trasformare la PDF EVS della massa degli aloni in una di massa stellare. La galassia più massiccia nelle simulazioni EAGLE e FLARES si trova entro intervalli a 2σ dalle predizioni.
- Si calcola la PDF EVS della massa stellare per un volume della *survey* osservativa, e la si confronta con le recenti osservazioni di galassie a $z > 8$. Si trovano tensioni con le masse stellari previste di due oggetti da Tacchella, Finkelstein et al. (2022), ma nessuna tensione con i risultati da Harikane, Inoue et al. (2022), principalmente per le incertezze significative sulle stime delle masse, che implicano una grande correzione del *bias* di Eddington.
- Si confrontano anche con i recenti candidati ad alti *redshift* dai primi dati del JWST, e si trovano tensioni significative con alcune stime di masse stellari di un candidato a $z \sim 17$ da Donnan et al. (2022); Harikane, Ouchi et al. (2023); Naidu, Pascal A. Oesch, Setton et al. (2022), come anche con candidati a $z \sim 10$ presentati da Labbé et al. (2023) e Rodighiero et al. (2022).
- Infine, si presenta la PDF EVS della massa stellare per alcune delle prossime *surveys* del JWST, Euclid e Roman tra $2 < z < 20$.

L'uso dell'*extreme value statistics* è un mezzo potente per comprendere la verosimiglianza degli oggetti più massicci dell'Universo, complementare ad altre tecniche esistenti (Steinhardt et al. 2016; Behroozi e Silk 2018; Boylan-Kolchin 2023). Prima del JWST erano già stati trovati oggetti che si trovavano in tensione con le distribuzioni previste (Tacchella, Finkelstein et al. 2022), considerando limiti conservativi sulla conversione di barioni in stelle; pure alcuni oggetti trovati nei primi dati JWST risultano significativamente in tensione (Donnan et al. 2022; Naidu, Pascal A. Oesch, Setton et al. 2022; Labbé et al. 2023; Rodighiero et al. 2022). È importante ricordare però che è assolutamente plausibile che questi oggetti non siano effettivamente in tensione con Λ CDM, e che invece siano presenti delle incertezze non considerate nelle stime di *redshift* e della massa stellare, legate soprattutto ai modelli di funzione di massa iniziale (IMF), e di sintesi di popolazione stellare (SPS) considerati nei diversi studi.

4.2 Assenza di Tensioni

L'articolo McCaffrey et al. (2023) vuole affrontare i dubbi legati alle recenti interpretazioni delle osservazioni di galassie scoperte nell'Universo primordiale dalle *surveys* JADES e CEERS. Queste galassie risultano avere masse stellari molto alte, e sostanziali SFR, e di conseguenza ci sono preoccupazioni che tali risultati siano in tensione con il modello Λ CDM. Studi recenti hanno confrontato le osservazioni JWST con simulazioni cosmologiche su larga scala; in particolare, Haslbauer et al. (2022) sostengono che le masse stellari osservate siano troppo grandi per avere una spiegazione nella cosmologia Λ CDM, e Boylan-Kolchin (2023) sostiene che le masse delle galassie del JWST misurate tra *redshift* $7 \leq z \leq 10$ da Labbé et al. (2023) stiano testando i limiti superiori della massa barionica disponibile secondo la Λ CDM.

L'obbiettivo quindi è di mostrare che sono presenti simulazioni basate sulla cosmologia Λ CDM che sono in grado di riprodurre galassie completamente consistenti con le scoperte recenti del JWST, almeno fino al *redshift* più alto esplorato con il JWST. Se i risultati di Labbé et al. (2023) restano validi in seguito ad una conferma spettroscopica e le galassie si trovano in regioni tipiche di un Universo Λ CDM, allora, come evidenziato da Boylan-Kolchin (2023), questo porterebbe a delle difficoltà per la cosmologia standard.

Di seguito verranno brevemente descritte le simulazioni ad alta definizione *Renaissance*, per poi discutere i risultati dell'analisi e le loro implicazioni.

La *suite* di simulazione *Renaissance* è composta da tre regioni estratte da un volume principale con lato = 40Mpc. Le tre regioni sono dette regione *Rarepeak* (RP), regione *Normal* e regione *Void*.

La regione RP è centrata su un alone di massa $3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ a $z = 6$ ed ha un volume di $(3.8 \times 5.4 \times 6.6) \text{ Mpc}^3$. I volumi *Normal* e *Void* sono invece pari a $(6.0 \times 6.0 \times 6.125) \text{ Mpc}^3$. Tutte e tre le regioni hanno aree proiettate confrontabili con il campo di vista di NirCam. La *suite* di *Renaissance* usa i parametri cosmologici dal *best fit* WMAP Λ CDM+SZ+LENS (Komatsu et al. 2011) con $\Omega_M = 0.266$, $\Omega_{\Lambda} = 0.734$, $\Omega_b = 0.0449$, $h = 0.71$, $\sigma_8 = 0.81$ e $n = 0.963$. La risoluzione di massa delle particelle (di materia oscura) della *suite* di *Renaissance* è pari a $2.9 \cdot 10^4 M_{\odot}$ e la risoluzione spaziale massima raggiunta dalla *mesh* adattiva è di 19pc. Questo permette alla *suite* di *Renaissance* di risolvere la maggior parte dei mini-aloni in cui ci aspetta si formino le prime stelle.

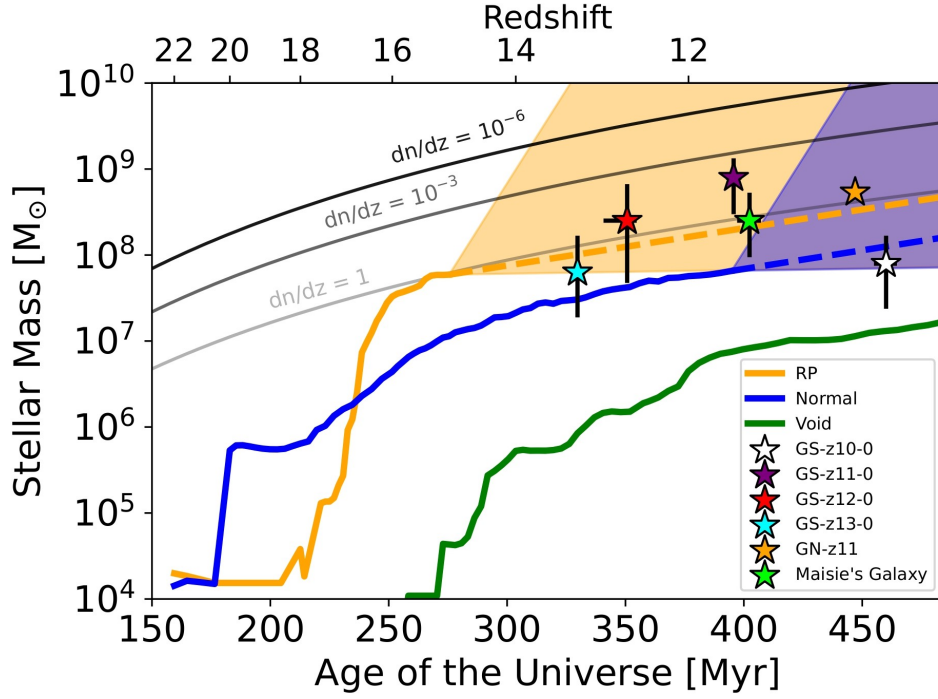


Figura 4.5: Si mostra la galassia più massiccia ciascuna regione (RP: arancione, *Normal*: blu, *Void*: verde). I sei simboli a stella identificano le galassie di JADES e CEERS, dando sia le masse stellari che il *redshift* spettroscopico. Le galassie più massicce nelle regioni RP e *Normal* sono in ottimo accordo con le osservazioni JADES e CEERS. La regione colorata denota l'estrapolazione delle masse stellari basandosi sulla storia di SFR della rispettiva galassia, dove la regione è vincolata superiormente da un sSFR di 10^{-7} yr^{-1} , e inferiormente da un sSFR di 10^{-9} yr^{-1} . La riga tratteggiata rappresenta la massa estrapolata in base a un sSFR di 10^{-8} yr^{-1} . Infine si inseriscono come righe continue nere i valori attesi per trovare una galassia di una data massa stellare a un certo *redshift* in un campo di vista paragonabile a NIRCam. Immagine da McCaffrey et al. (2023).

Nella figura 4.5 vengono rappresentate le masse stellari delle galassie più massicce in ogni regione di *Renaissance*, assieme alle masse stellari delle galassie dalle *surveys* JADES e CEERS. Si nota che la galassia più massiccia nella regione *Normal* (linea blu), che evolve fino a $z = 11.6$, ha una massa stellare maggiore di GS-z10-0, ed è compatibile entro un fattore minore rispetto alle altre cinque galassie restanti. La regione RP, che non è sovrapposta in *redshift* con nessuna delle galassie JADES e CEERS, è consistente in termini di massa stellare con ciascuna delle galassie osservate.

Il limite superiore di ciascuna regione colorata è rappresentato su un valore costante di sSFR pari a 10^{-7} yr^{-1} , mentre il limite inferiore si trova a 10^{-9} yr^{-1} , e le linee tratteggiate mostrano le masse stellari estrapolate basate su un valore di riferimenti di sSFR pari a 10^{-8} yr^{-1} . La riga tratteggiata della regione RP è interamente consistente con ognuna delle galassie osservate. La regione vuota mostra masse stellari sistematicamente inferiori di quelle trovate in JADES e CEERS. Le sovradensità su grandi scale sono collegate direttamente alla sovrabbondanza di galassie dalla HMF e dalla relazione tra massa di alone e massa stellare. Le stime di massa stellare osservate sugge-

riscono che i campi JADES e CEERS non siano regioni sottodense, tuttavia per concludere che siano sovradense servirebbero ulteriori studi. Le galassie osservate sono del tutto consistenti con le regioni *Normal* e *Rarepeak*.

Per contestualizzare e quantificare la rarità degli aloni a certi *redshift* e masse, si inseriscono delle linee nella figura 4.5 che rappresentano il numero di aloni con una certa massa stellare che ci si aspetta veda il JWST a un certo *redshift*. Queste linee sono basate sulla frazione barionica osservata da WMAP7 e sull'efficienza di formazione stellare (*Star Formation Efficiency*, SFE) di $f_* = M_* / [(\Omega_b / \Omega_M) M_{halo}] = 0.1$. Il valore di $dn(M_*, z)/dz$ rappresenta il numero di galassie di massa stellare M_* che ci aspettiamo di vedere *redshift* z nel campo di vista NIRC*am*. Tutte le galassie sono consistenti con la linea $dn/dz = 1$ tranne la galassia GS-z11-0, le cui barre d'errore sono in parte sopra questa linea. Questo significa che ci si può aspettare di osservare almeno una galassia con questa massa stellare nel campo di vista di NIRC*am*. Le linee a $dn/dz = 10^{-3}$ e 10^{-6} rappresentano scale di massa improbabili da osservare a quei *redshift*.

Lo studio mostra quindi che la simulazione rappresenta molto bene le osservazioni, e i risultati ottenuti sono consistenti con uno studio simile di Keller et al. (2023) che confrontava una serie di simulazioni, con una risoluzione meno elevata, con i dati JADES e CEERS. Le conclusioni tratte dallo studio schematicamente sono:

- Gli aloni più massicci in *Renaissance* hanno masse stellari paragonabili alle galassie di JADES e CEERS. Confrontandolo con le previsioni teoriche di galassie in un campo di vista uguale a NIRC*am*, si vede che le galassie a $z > 10$ trovate in JADES e CEERS sono consistenti con quanto ci si aspettava secondo la cosmologia Λ CDM.
- I valori di SFR per le galassie più massicce in *Renaissance* sono consistenti con le misure di JADES e CEERS. Inoltre le storie di formazione stellari mostrano SFR specifici, come funzioni della massa stellare, in completo accordo con le ultime osservazioni JWST a $z > 10$.

Da questo studio si evince quindi che in un Universo Λ CDM non c'è tensione tra teoria e osservazioni ai *redshift* massimi raggiunti finora. JWST continuerà a osservare l'Universo ad alti *redshift*, e le simulazioni ad alta risoluzione, come *Renaissance*, resteranno una parte cruciale nella comprensione della storia di formazione delle galassie primordiali.

Capitolo 5

Conclusioni

Il presente lavoro di tesi aveva lo scopo di introdurre e dare una prima visione d'insieme del modello cosmologico Λ CDM e di come questo sia compatibile con i nuovi dati del JWST. Trattando le nuove galassie primordiali scoperte con il JWST resta complesso trarre conclusioni definitive sulla presenza di tensioni con i modelli cosmologici standard. Gli articoli presentati nel capitolo 4, che affrontano direttamente l'argomento d'interesse principale, sono stati selezionati per presentare i due poli opposti nell'interpretazione dei dati recenti. Entrambi confrontano delle simulazioni cosmologiche con i dati osservativi tratti dagli stessi articoli.

McCaffrey et al. 2023 fa riferimento alla simulazione *Renaissance*, basata sul modello Λ CDM, e valuta che i dati del JWST si trovino in ottimo accordo con questa.

Lovell, Harrison et al. 2022 sviluppa un modello di riferimento della funzione di massa di alone (HMF) a partire dalla teoria dei valori estremi, e giunge alla conclusione provvisoria che siano presenti alcune tensioni tra alcuni dei candidati ad alti *redshift* ed il modello presentato, in quanto questi si trovano oltre il limite a 3σ , anche considerando stime conservative della frazione stellare. Tali tensioni possono essere legate al modello Λ CDM, ma anche ad errori nelle stime di *redshift*, o della massa stellare.

Gli errori sul *redshift*, soprattutto dei candidati selezionati con fotometria, possono essere estremamente rilevanti. Ad esempio Lovell, Harrison et al. (2022) cita dei candidati trovati a $z \sim 17$ da diversi studi, tra cui la galassia 93316 che secondo Donnan et al. (2022) si trova a $z = 16.39^{+0.32}_{-0.22}$, mentre secondo Harikane, Nakajima et al. (2023) il *redshift* spettroscopico della stessa galassia risulta essere pari a $z = 4.91$. Questo è un esempio di come galassie con forti righe di emissione a $z \sim 4.9$ possano essere facilmente confuse con galassie $z \sim 16$. Errori nelle stime del *redshift* quindi svaluterebbero le conclusioni tratte a partire dalla loro analisi rispetto ai modelli cosmologici.

Quest'ambito necessita quindi di ulteriori studi e conferme prima di poter dare una risposta de-

finitiva alla domanda posta, al momento è impossibile definire in maniera assoluta se le nuove osservazioni di galassie primordiali siano in conflitto con i modelli cosmologici standard.

Casey et al. (2023), pubblicato nell'ultimo mese, espone la scoperta di 15 candidati (galassie) a $9 \lesssim z \lesssim 14$, trovate nei primi 0.28 deg^2 delle immagini di JWST/NIRCam dalla COSMOS-Web Survey. Questa pubblicazione contiene un'immagine interessante ai fini di questo lavoro, riportata di seguito (figura 5.1).

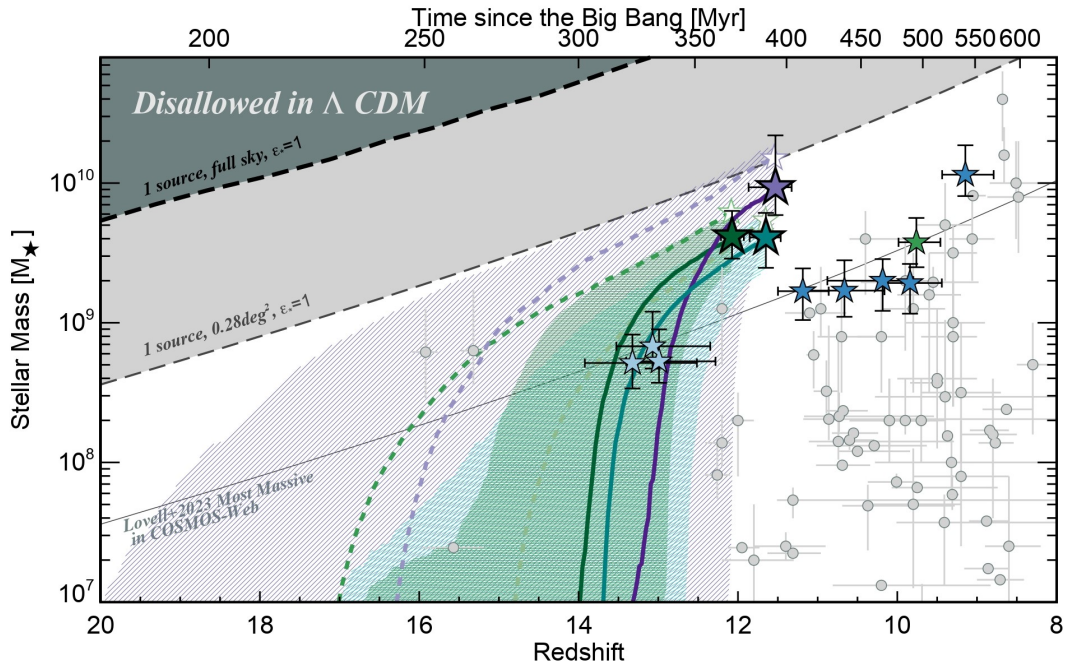


Figura 5.1: Massa stellare in funzione del *redshift* per i candidati (stelle) identificati nell'articolo Casey et al. (2023). Si evidenzia la storia di formazione stellare (SFH) integrata dei candidati più massicci a $z \sim 12$, che include un ritardo (*delayed*)- τ e le recenti *starburst*: COS-z12-1 (verde scuro), COS-z12-2 (verde acqua), COS-z12-3 (viola). Le righe tratteggiate rappresentano la storia di crescita di massa stellare nel caso in cui la SFH si considera *delayed*- τ senza i *bursts*; questo risulta in masse stellari maggiori che avrebbero accumulato più massa a $z > 16$. Con il modello *delayed*- τ plus *burst*, le masse stellari potrebbero essere aumentate di un ordine di magnitudine in meno di 100 Myr, da progenitori a $z \sim 14$. Le masse stellari che sono formalmente non permesse dal modello Λ CDM sono rappresentate nella regione grigio scuro, corrispondente al limite di massa stellare dell'alone più massiccio del cielo, assumendo $\epsilon_* = 1$. Si mostra lo stesso limite per un'area di 0.28 deg^2 , corrispondente all'area delle *surveys* di COSMOS-Web in questo lavoro. La galassia più massiccia prevista in COSMOS-Web, calcolata da Lovell, Harrison et al. (2022) è rappresentata da una linea fine grigia; questa considera che l'efficienza di conversione da barioni a stelle dell'alone vari con una media di $\epsilon_* \sim 0.06$, e gli intervalli di confidenza di quel limite di massa comprende la galassia più massiccia a $z \sim 12$ (COS-z12-3) entro 2σ . Immagine da Casey et al. (2023).

Questa figura è analoga all'immagine 4.5, e presenta il *rendering* delle masse stellari nel campione considerato in funzione del *redshift*. Viene mostrato direttamente come potrebbero apparire la popolazione di progenitori dei tre sistemi più massicci a $z \sim 12$. Questi tre candidati (COS-z12-1, COS-z12-2, COS-z12-3) si stima abbiano densità di massa stellare $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ M}_\odot \text{ Mpc}^{-3}$ a $z \sim 12$, da

cui si deduce che il $\sim 20-50\%$ dei barioni nei loro aloni sia stato convertito in stelle ($\epsilon_* \sim 0.2-0.5$, dove $\epsilon = M_*/(f_b M_{halo})$). La formazione di tali fonti di stelle è resa possibile da formazione stellare rapida e dominata da *bursts* su tempi scala < 100 Myr, nei quali il SFR può superare la crescita dell'alone di materia oscura sottostante. Questo è supportato dalle densità di volume simili ottenute per galassie $M_* = 10^{10} M_\odot$ e galassie $M_* = 10^{10} M_\odot$, entrambe $\sim 10^{-6} \text{Mpc}^{-3}$, per cui questo tipo di galassie vive in aloni di massa paragonabile. A *redshift* così alti, i *bursts* potrebbero causare i cambiamenti osservati nella forma della LF UV, da una doppia legge di potenza a una funzione di Schechter a $z \approx 8$. La conferma spettroscopica dei *redshift* e i seguenti vincoli sulle masse stellari saranno un passaggio critico nella comprensione di come, e se, queste galassie primordiali massicce raggiungano i limiti di formazione galattica del modello Λ CDM.

Bibliografia

- Adams, N J et al. (nov. 2022). «Discovery and properties of ultra-high redshift galaxies ($9 < z < 12$) in the JWST ERO SMACS 0723 Field». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 518.3, pp. 4755–4766. arXiv: 2207.11217 [astro-ph.GA].
- Alexander, D. M. et al. (ago. 2003). «The Chandra Deep Field North Survey. XIII. 2 Ms Point-Source Catalogs». In: *The Astronomical Journal* 126.2, pp. 539–574. DOI: 10.1086/376473.
- Angrick, C. e M. Bartelmann (lug. 2010). «Triaxial collapse and virialisation of dark-matter haloes». In: *Astronomy and Astrophysics* 518, A38. arXiv: 1001.4984 [astro-ph.CO].
- Bagley, Micaela B. et al. (mag. 2022). «Bright $z \sim 9$ Galaxies in Parallel: The Bright End of the Rest-UV Luminosity Function from HST Parallel Programs». In: arXiv: 2205.12980 [astro-ph.GA].
- Behroozi, Peter e Joseph Silk (apr. 2018). «The most massive galaxies and black holes allowed by Λ CDM». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 477.4, pp. 5382–5387. arXiv: 1609.04402 [astro-ph.GA].
- Behroozi, Peter, Risa H. Wechsler e Charlie Conroy (mag. 2013). «The Average Star Formation Histories of Galaxies in Dark Matter Halos from $z = 0 - 8$ ». In: *The Astrophysical Journal* 770.1, p. 57. arXiv: 1207.6105 [astro-ph.CO].
- Bouwens, R. J., P. A. Oesch, I. Labbé et al. (ott. 2016). «The Bright End of the $z \sim 9$ and $z \sim 10$ UV Luminosity Functions using all five CANDELS Fields». In: *The Astrophysical Journal* 830.2, p. 67. arXiv: 1506.01035 [astro-ph.GA].
- Bouwens, R. J., P. A. Oesch, M. Stefanon et al. (lug. 2021). «New Determinations of the UV Luminosity Functions from $z \sim 9$ to 2 Show a Remarkable Consistency with Halo Growth and a Constant Star Formation Efficiency». In: *The Astronomical Journal* 162.2, p. 47. arXiv: 2102.07775 [astro-ph.GA].
- Bouwens, Rychard J et al. (apr. 2023). «Evolution of the UV LF from $z \sim 15$ to $z \sim 8$ Using New JWST NIRCам Medium-Band Observations over the HUDF/XDF». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 523.1, pp. 1036–1055. arXiv: 2211.02607 [astro-ph.GA].

- Bowler, R A A et al. (feb. 2020). «A lack of evolution in the very bright end of the galaxy luminosity function from $z \simeq 8$ to 10». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 493.2, pp. 2059–2084. arXiv: 1911.12832 [astro-ph.GA].
- Boylan-Kolchin, Michael (apr. 2023). «Stress testing Λ CDM with high-redshift galaxy candidates». In: *Nature Astronomy* 7.6, pp. 731–735. arXiv: 2208.01611 [astro-ph.CO].
- Carnall, A C et al. (nov. 2022). «A first look at the SMACS0723 JWST ERO: spectroscopic redshifts, stellar masses and star-formation histories». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 518.1, pp. L45–L50. arXiv: 2207.08778 [astro-ph.GA].
- Casey, Caitlin M. et al. (2023). *COSMOS-Web: Intrinsically Luminous $z \gtrsim 10$ Galaxy Candidates Test Early Stellar Mass Assembly*. arXiv: 2308.10932 [astro-ph.GA].
- Castellano, Marco et al. (ott. 2022). «Early Results from GLASS-JWST. III. Galaxy Candidates at $z \sim 9$ –15». In: *The Astrophysical Journal Letters* 938.2, p. L15. arXiv: 2207.09436 [astro-ph.GA].
- Cimatti, A. et al. (lug. 2004). «Old galaxies in the young Universe». In: *Nature* 430.6996, pp. 184–187. arXiv: astro-ph/0407131 [astro-ph].
- Cimatti, Andrea, Carlo Nipoti e Filippo Fraternali (2020). *Introduction to galaxy formation and evolution : from primordial gas to present-day galaxies / Andrea Cimatti, Filippo Fraternali and Carlo Nipoti*. Cambridge: Cambridge University Press, pp. 195–212.
- Coleman, G. D., C. -C. Wu e D. W. Weedman (lug. 1980). «Colors and magnitudes predicted for high redshift galaxies.» In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 43, pp. 393–416. DOI: 10.1086/190674.
- Côté, Benoit et al. (mag. 2018). «Validating Semi-analytic Models of High-redshift Galaxy Formation Using Radiation Hydrodynamical Simulations». In: *The Astrophysical Journal* 859.1, p. 67. arXiv: 1710.06442 [astro-ph.GA].
- Courtin, J. et al. (ott. 2010). «Imprints of dark energy on cosmic structure formation - II. Non-universality of the halo mass function». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. arXiv: 1001.3425 [astro-ph.CO].
- Crain, Robert A. et al. (apr. 2015). «The EAGLE simulations of galaxy formation: calibration of subgrid physics and model variations». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 450.2, pp. 1937–1961. arXiv: 1501.01311 [astro-ph.GA].
- Curti, Mirko et al. (set. 2022). «The chemical enrichment in the early Universe as probed by JWST via direct metallicity measurements at $z \sim 8$ ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 518.1, pp. 425–438. arXiv: 2207.12375 [astro-ph.GA].

- Daddi, E. et al. (dic. 2004). «A New Photometric Technique for the Joint Selection of Star-forming and Passive Galaxies at $1.4 \lesssim z \lesssim 2.5$ ». In: *The Astrophysical Journal* 617.2, pp. 746–764. arXiv: astro-ph/0409041 [astro-ph].
- Donnan, C T et al. (nov. 2022). «The evolution of the galaxy UV luminosity function at redshifts $z \simeq 8 - 15$ from deep JWST and ground-based near-infrared imaging». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 518.4, pp. 6011–6040. arXiv: 2207.12356 [astro-ph.GA].
- Draine, Bruce (2011). *Physics of the interstellar and intergalactic medium*. Princeton series in astrophysics. Princeton, NJ: Princeton University Press, pp. 83–84.
- Dunstan, Robyn et al. (set. 2011). «The Halo Model of Large Scale Structure for Warm Dark Matter». In: arXiv: 1109.6291 [astro-ph.CO].
- Ellis, Richard S (1998). *The Formation and Evolution of Galaxies*. arXiv: 9807287 [astro-ph].
- Finkelstein, Steven L., Micaela Bagley et al. (mar. 2022a). «A Census of the Bright $z = 8.5- 11$ Universe with the Hubble and Spitzer Space Telescopes in the CANDELS Fields». In: *The Astrophysical Journal* 928.1, p. 52. arXiv: 2106.13813 [astro-ph.GA].
- (mar. 2022b). «A Census of the Bright $z = 8.5-11$ Universe with the Hubble and Spitzer Space Telescopes in the CANDELS Fields». In: *The Astrophysical Journal* 928.1, p. 52. arXiv: 2106.13813 [astro-ph.GA].
- Finkelstein, Steven L., Micaela B. Bagley et al. (dic. 2022). «A Long Time Ago in a Galaxy Far, Far Away: A Candidate $z \sim 12$ Galaxy in Early JWST CEERS Imaging». In: *The Astrophysical Journal Letters* 940.2, p. L55. arXiv: 2207.12474 [astro-ph.GA].
- Finkelstein, Steven L., James Dunlop et al. (2015). *The Case for a James Webb Space Telescope Extragalactic Key Project*. arXiv: 1512.04530 [astro-ph.IM].
- Giacconi, Riccardo et al. (apr. 2002). «Chandra Deep Field South: The 1 Ms Catalog». In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 139.2, pp. 369–410. DOI: 10.1086/338927.
- Giavalisco, Mauro (2002). «Lyman-Break Galaxies». In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 40.1, pp. 579–641.
- Giodini, S. et al. (set. 2009). «Stellar and total baryon mass fractions in groups and clusters since redshift 1». In: *The Astrophysical Journal* 703.1, pp. 982–993. arXiv: 0904.0448 [astro-ph.CO].
- Gumbel, E.J. (1958). *Statistics of Extremes*. Columbia University Press.
- Harikane, Yuichi, Yoshinobu Fudamoto et al. (mar. 2021). *H-drop galaxies: “Rosetta Stones” at z 13 for galaxy formation studies*. JWST Proposal. Cycle 1, ID. #1740.
- Harikane, Yuichi, Akio K. Inoue et al. (apr. 2022). «A Search for H-Dropout Lyman Break Galaxies at $z \sim 12 \sim 16$ ». In: *The Astrophysical Journal* 929.1, p. 1. arXiv: 2112.09141 [astro-ph.GA].

- Harikane, Yuichi, Kimihiko Nakajima et al. (apr. 2023). «Pure Spectroscopic Constraints on UV Luminosity Functions and Cosmic Star Formation History From 25 Galaxies at $z_{\text{spec}} = 8.61 - 13.20$ Confirmed with JWST/NIRSpec». In: arXiv: 2304.06658 [astro-ph.GA].
- Harikane, Yuichi, Masami Ouchi et al. (feb. 2023). «A Comprehensive Study of Galaxies at $z \sim 9-16$ Found in the Early JWST Data: Ultraviolet Luminosity Functions and Cosmic Star Formation History at the Pre-reionization Epoch». In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 265.1, p. 5. arXiv: 2208.01612 [astro-ph.GA].
- Harrison, Ian e Peter Coles (nov. 2011a). «Exact extreme value statistics and the halo mass function». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 418.1, p. L20.
- (dic. 2011b). «Testing cosmology with extreme galaxy clusters». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 421.1, pp. L19–L23. arXiv: 1111.1184 [astro-ph.CO].
- Haslbauer, Moritz et al. (nov. 2022). «Has JWST Already Falsified Dark-matter-driven Galaxy Formation?» In: *The Astrophysical Journal Letters* 939.2, p. L31. arXiv: 2210.14915 [astro-ph.GA].
- Keller, B. W. et al. (feb. 2023). «Can Cosmological Simulations Reproduce the Spectroscopically Confirmed Galaxies Seen at $z \geq 10$?» In: *The Astrophysical Journal Letters* 943.2, p. L28. arXiv: 2212.12804 [astro-ph.GA].
- Komatsu, E. et al. (gen. 2011). «Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation». In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 192.2, p. 18. arXiv: 1001.4538 [astro-ph.CO].
- Kotz, S. e S. Nadarajah (2000). *Extreme Value Distributions: Theory and Applications*. Imperial College Press.
- Labbé, Ivo et al. (feb. 2023). «A population of red candidate massive galaxies ~ 600 Myr after the Big Bang». In: *Nature* 616.7956, pp. 266–269. arXiv: 2207.12446 [astro-ph.GA].
- Leethochawalit, Nicha et al. (lug. 2023). «The UV luminosity functions of Bright $z \gtrsim 8$ Galaxies: determination from $\sim 0.41 \text{ deg}^2$ of HST observations along ~ 300 independent sightlines». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 524.4, pp. 5454–5467. arXiv: 2205.15388 [astro-ph.GA].
- Leja, Joel et al. (mar. 2017). «Deriving Physical Properties from Broadband Photometry with Prospector: Description of the Model and a Demonstration of its Accuracy Using 129 Galaxies in the Local Universe». In: *The Astrophysical Journal* 837.2, p. 170. arXiv: 1609.09073 [astro-ph.GA].
- Lovell, Christopher C, Ian Harrison et al. (nov. 2022). «Extreme value statistics of the halo and stellar mass distributions at high redshift: are JWST results in tension with Λ CDM ?» In:

- Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 518.2, pp. 2511–2520. arXiv: 2208.10479 [astro-ph.GA].
- Lovell, Christopher C, Aswin P Vijayan et al. (gen. 2021). «First Light And Reionization Epoch Simulations (FLARES)-I. Environmental dependence of high-redshift galaxy evolution». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 500.2, pp. 2127–2145. arXiv: 2004.07283 [astro-ph.GA].
- Mawatari, Ken et al. (feb. 2020). «Balmer Break Galaxy Candidates at $z \sim 6$: a Potential View on the Star-Formation Activity at $z > 14$ ». In: *The Astrophysical Journal* 889.2, p. 137. arXiv: 1912.10954 [astro-ph.GA].
- McCaffrey, Joe et al. (2023). «No Tension: JWST Galaxies at $z > 10$ Consistent with Cosmological Simulations». In: arXiv: 2304.13755 [astro-ph.GA].
- McLeod, D. J., R. J. McLure e J. S. Dunlop (apr. 2016). «The $z = 9-10$ galaxy population in the Hubble Frontier Fields and CLASH surveys: the $z = 9$ luminosity function and further evidence for a smooth decline in ultraviolet luminosity density at $z \geq 8$ ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 459.4, pp. 3812–3824. arXiv: 1602.05199 [astro-ph.GA].
- Menci, N. et al. (ott. 2022). «High-redshift Galaxies from Early JWST Observations: Constraints on Dark Energy Models». In: *The Astrophysical Journal Letters* 938.1, p. L5. arXiv: 2208.11471 [astro-ph.CO].
- Morishita, T. e M. Stiavelli (mar. 2023). «Physical Characterization of Early Galaxies in the Webb’s First Deep Field SMACS J0723.3-7327». In: *The Astrophysical Journal Letters* 946.2, p. L35. arXiv: 2207.11671 [astro-ph.GA].
- Morishita, T., M. Trenti et al. (nov. 2018). «The bright-end galaxy candidates at $z \sim 9$ from 79 independent HST fields». In: *The Astrophysical Journal* 867.2, p. 150. arXiv: 1809.07604 [astro-ph.GA].
- Naidu, Rohan P., Pascal A. Oesch, Pieter van Dokkum et al. (nov. 2022). «Two Remarkably Luminous Galaxy Candidates at $z \approx 10-12$ Revealed by JWST». In: *The Astrophysical Journal Letters* 940.1, p. L14. DOI: 10.3847/2041-8213/ac9b22. arXiv: 2207.09434 [astro-ph.GA]. URL: <https://doi.org/10.3847%2F2041-8213%2Fac9b22>.
- Naidu, Rohan P., Pascal A. Oesch, David J. Setton et al. (2022). *Schrodinger’s Galaxy Candidate: Puzzlingly Luminous at $z \approx 17$, or Dusty/Quenched at $z \approx 5$?* arXiv: 2208.02794 [astro-ph.GA].
- Oesch, P. A., R. J. Bouwens et al. (mar. 2018). «The Dearth of $z \sim 10$ Galaxies in all HST Legacy Fields – The Rapid Evolution of the Galaxy Population in the First 500 Myr». In: *The Astrophysical Journal* 855.2, p. 105. arXiv: 1710.11131 [astro-ph.GA].

- Oesch, P. A., G. Brammer et al. (mar. 2016). «A Remarkably Luminous Galaxy at $z=11.1$ Measured with Hubble Space Telescope Grism Spectroscopy». In: *The Astrophysical Journal* 819.2, p. 129. arXiv: 1603.00461 [astro-ph.GA].
- Peacock, J. A. (1998). *Cosmological Physics*. Cambridge University Press.
- Pérez-González, Pablo G. et al. (giu. 2023). «Life beyond 30: probing the $-20 < M_{UV} < -17$ luminosity function at $8 < z < 13$ with the NIRCcam parallel field of the MIRI Deep Survey». In: *The Astrophysical Journal Letters* 951.1, p. L1. arXiv: 2302.02429 [astro-ph.GA].
- Planck Collaboration et al. (set. 2016). «Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters». In: *Astronomy & Astrophysics* 594, A13. arXiv: 1502.01589 [astro-ph.CO].
- Rodighiero, Giulia et al. (nov. 2022). «JWST unveils heavily obscured (active and passive) sources up to $z \sim 13$ ». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 518.1, pp. L19–L24. arXiv: 2208.02825 [astro-ph.GA].
- Rojas-Ruiz, Sofia et al. (mar. 2020). «Probing the Bright End of the Rest-Frame Ultraviolet Luminosity Function at $z = 8-10$ with Hubble Pure-Parallel Imaging». In: *The Astrophysical Journal* 891.2, p. 146. arXiv: 2002.06209 [astro-ph.GA].
- Schaye, Joop et al. (nov. 2014). «The EAGLE project: simulating the evolution and assembly of galaxies and their environments». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 446.1, pp. 521–554. arXiv: 1407.7040 [astro-ph.GA].
- Shapley, Alice E. (2011). «Physical Properties of Galaxies from $z = 2-4$ ». In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 49.1, pp. 525–580.
- Sheth, R. K., H. J. Mo e G. Tormen (mag. 2001). «Ellipsoidal collapse and an improved model for the number and spatial distribution of dark matter haloes». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 323.1, pp. 1–12. arXiv: astro-ph/9907024 [astro-ph].
- Song, Mimi et al. (giu. 2016). «The Evolution of the Galaxy Stellar Mass Function at $z= 4-8$: A Steepening Low-mass-end Slope with Increasing Redshift». In: *The Astrophysical Journal* 825.1, p. 5. arXiv: 1507.05636 [astro-ph.GA].
- Stefanon, Mauro, Rychard J. Bouwens et al. (nov. 2021). «Galaxy Stellar Mass Functions from $z \sim 10$ to $z \sim 6$ using the Deepest Spitzer/Infrared Array Camera Data: No Significant Evolution in the Stellar-to-halo Mass Ratio of Galaxies in the First Gigayear of Cosmic Time». In: *The Astrophysical Journal* 922.1, p. 29. arXiv: 2103.16571 [astro-ph.GA].
- Stefanon, Mauro, Ivo Labbé et al. (set. 2019). «The Brightest $z > 8$ Galaxies over the COSMOS UltraVISTA Field». In: *The Astrophysical Journal* 883.1, p. 99. arXiv: 1902.10713 [astro-ph.GA].

- Steinhardt, Charles. L. et al. (giu. 2016). «The Impossibly Early Galaxy Problem». In: *The Astrophysical Journal* 824.1, p. 21. arXiv: 1506.01377 [astro-ph.GA].
- Tacchella, Sandro, Sownak Bose et al. (nov. 2018). «A Redshift-independent Efficiency Model: Star Formation and Stellar Masses in Dark Matter Halos at $z \simeq 4$ ». In: *The Astrophysical Journal* 868.2, p. 92. arXiv: 1806.03299 [astro-ph.GA].
- Tacchella, Sandro, Steven L. Finkelstein et al. (mar. 2022). «On the Stellar Populations of Galaxies at $z = 9-11$: The Growth of Metals and Stellar Mass at Early Times». In: *The Astrophysical Journal* 927.2, p. 170. arXiv: 2111.05351 [astro-ph.GA].
- Tacchella, Sandro, Michele Trenti e C. Marcella Carollo (apr. 2013). «A physical model for the $0 \leq z \leq 8$ redshift evolution of the galaxy UV luminosity and stellar mass functions». In: *The Astrophysical Journal* 768.2, p. L37. arXiv: 1211.2825 [astro-ph.CO].
- Tinker, Jeremy et al. (dic. 2008). «Toward a Halo Mass Function for Precision Cosmology: The Limits of Universality». In: *The Astrophysical Journal* 688.2, pp. 709–728. arXiv: 0803.2706 [astro-ph].
- Vijayan, Aswin P. et al. (mar. 2021). «First Light And Reionization Epoch Simulations (FLARES) - II: The photometric properties of high-redshift galaxies». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 501.3, pp. 3289–3308. arXiv: 2008.06057 [astro-ph.GA].
- Wise, John H. et al. (nov. 2012). «The birth of a galaxy – II. The role of radiation pressure». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 427.1, pp. 311–326. arXiv: 1206.1043 [astro-ph.CO].
- Yung, L. Y. Aaron et al. (2023). *Are the ultra-high-redshift galaxies at $z > 10$ surprising in the context of standard galaxy formation models?* arXiv: 2304.04348 [astro-ph.GA].