

ALMA Mater Studiorum
Università degli Studi Bologna

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea Magistrale in Astrofisica e Cosmologia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

L'evoluzione della funzione di massa stellare
delle galassie:
un test per i modelli della loro formazione

Elaborato Finale

Candidato:

Marina Valentini

Relatore:

Chiar.mo Prof.:

Andrea Cimatti

Co-relatore:

Dott.ssa:

Lucia Pozzetti

Sessione 1°
Anno Accademico 2014-2015

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Il problema scientifico	1
1.2	Scenario fisico di formazione delle galassie	1
1.3	La funzione di massa	5
1.4	I vincoli osservativi e il downsizing	7
1.5	Scopo della Tesi e contributi originali	8
2	Modelli utilizzati	11
2.1	Merson et al 2013 (M13)	11
2.2	Guo et al. 2013 (G13), Henriques et al. 2013 (H13) e Henriques et al. 2014 (H14)	14
2.3	MORGANA (Monaco et al. 2006)	17
2.4	De Lucia e Blaizot 2007 (DLB07)	20
2.5	Tabella riassuntiva	22
2.6	I cataloghi simulati (mock)	24
3	Determinazione (MF) per un catalogo di galassie	25
3.1	Il volume comovente	25
3.2	Struttura del programma	26
3.2.1	Lettura del file	26
3.2.2	Calcolo della MF	26
3.2.3	Calcolo dell'errore	27
3.3	La convoluzione della MF con l'errore in massa	28
3.4	La massa limite	29
3.5	Stima della massa limite	30
3.6	Influenza dei parametri cosmologici e della IMF	33
4	Caratteristiche ed evoluzione delle MF teoriche	39
4.1	Distribuzione in redshift e in magnitudine dei due campioni mock	39
4.2	Evoluzione della MF dei due campioni simulati	40
4.3	Confronto tra le MF teoriche in funzione del redshift	41
5	Confronti con le osservazioni a $z \sim 0$	45
6	I confronti tra MF teoriche e osservate a $z > 0$	49
6.1	Confronto tra osservazioni	49
6.2	Confronto con MF di galassie massive a $z < 0.7$ (BOSS)	51

6.3	Confronto con il campione di Pozzetti et al. (2010) a $z < 1$ (zCosmos) .	53
6.4	Confronto con il campione di Pozzetti et al. (2007) a $z < 2.5$	55
6.5	Confronto con il campione di Ilbert et al. (2013) a $z < 3$	57
7	Le MF distinte per tipo di galassia	61
7.1	Confronto dei modelli con le osservazioni	61
7.2	Osservazioni di Muzzin et al. (2013) e Tomczak et al. (2014)	75
7.3	Influenza del criterio di distinzione quiescenti/ <i>star-forming</i>	80
7.3.1	Criterio di colore di Muzzin et al. (2013)	80
7.3.2	Criterio di colore di Ilbert et al. (2013)	88
7.3.3	MF in intervalli di sSFR	94
7.3.4	Confronti con le osservazioni	100
7.3.5	Contributo degli effetti sistematici	108
8	L'evoluzione della densità numerica delle galassie quiescenti	111
8.1	Introduzione al problema e confronto della densità numerica	111
8.2	Redshift di dimezzamento	114
9	CONCLUSIONI E PROSPETTIVE FUTURE	117
9.1	Incertezze sistematiche	122
9.2	Sviluppi futuri	124
10	Ringraziamenti	127

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Il problema scientifico

La storia evolutiva delle galassie presenta degli aspetti di grande complessità. La fisica si trova a confrontarsi con i numerosi fattori che entrano in gioco nella loro formazione ed evoluzione e, contemporaneamente, con i molteplici effetti, non tutti ben conosciuti, che i diversi processi fisici coinvolti possono avere sulle proprietà delle galassie stesse. Ciò che attualmente conosciamo, ha permesso di mettere a punto vari modelli teorici, che, basandosi su assunzioni e trattazioni di processi fisici in parte diverse, danno luogo a scenari evolutivi differenti. Restano comunque nell'evoluzione delle galassie, aspetti non del tutto compresi e ciò emerge dal fatto che i modelli fin qui elaborati non riescono a riprodurre in modo sufficientemente accurato le osservazioni delle diverse *surveys*. Vi sono anzi dei contesti in cui le discrepanze fra deduzioni teoriche e osservazioni sono decisamente non trascurabili.

Uno dei casi più discordanti è quello delle galassie di grande massa, della cui evoluzione non si comprende sufficientemente bene la fisica.

In particolare, le osservazioni mostrano che esiste un numero molto maggiore di galassie di grande massa ad alto redshift rispetto a quanto previsto dai modelli teorici, e che la loro evoluzione è più anticipata nel tempo ed avviene in maniera più rapida.

Il motivo di tale discordanza non è ancora chiaro, ma è senz'altro necessario uno studio approfondito su questo argomento per comprenderne le ragioni e per capire cosa vada modificato nei modelli, e quindi nelle nostre conoscenze fisiche, al fine di trovare un maggior accordo con le osservazioni.

1.2 Scenario fisico di formazione delle galassie

Dopo il disaccoppiamento tra materia e radiazione, la materia barionica, le cui perturbazioni erano andate incontro fino a quel momento ad oscillazioni, segue le buche di potenziale della materia oscura (DM). Si ritiene che gli aloni di materia oscura abbiano una storia di aggregazione gerarchica, i cosiddetti *merger trees*, in cui da strutture meno massive si formano quelle di massa sempre maggiore, in seguito a successivi *merging*. In questo processo, anche le galassie all'interno dei rispettivi aloni si uniscono, dopo una fase in cui la galassia di massa minore orbita attorno a quella centrale, perdendo

momento angolare. Sembra quindi che la formazione delle piccole strutture di DM preceda quella delle strutture maggiori, in uno scenario detto *bottom-up*, scenario che si prevede nel caso in cui la materia oscura fredda (non relativistica al momento del disaccoppiamento) domini su quella calda (che invece al disaccoppiamento è relativistica). Al contrario, in un universo di *hot dark matter*, lo scenario che si avrebbe sarebbe del tipo *top-down*, ovvero una disgregazione delle strutture più massive, per andare a formare aloni di materia oscura più piccoli.

Le galassie si formano dal collasso di una nube di gas all'interno dell'alone di DM (che aveva raggiunto la sua stessa temperatura viriale), indotto dalla sua stessa gravità. Si giunge così alla formazione di un nucleo ed un alone di gas caldo attorno ad esso, le cui particelle barioniche possono perdere energia raffreddandosi e ricadere nel nucleo.

Un ruolo fondamentale nella formazione delle galassie è ricoperto proprio dal raffreddamento del gas, indispensabile per la formazione stellare. La funzione che descrive questo fenomeno è la *cooling function*:

$$\Lambda(T, x, Z, z)[\text{erg/s} \cdot \text{cm}^3] \quad (1.2.1)$$

dove T è la temperatura del gas, x il suo grado di ionizzazione, Z la metallicità e z il redshift. La dipendenza dalla temperatura è centrale in quanto i processi alla base del raffreddamento variano fortemente al variare delle condizioni termiche, modificando totalmente le proprietà fisiche del gas.

- A $T_{vir} \gtrsim 10^7 K$ il gas, essendo totalmente ionizzato, si raffredda per *bremsstrahlung* degli elettroni liberi. Questo processo determina la coda ad alte temperature della funzione.
- A $10^4 < T_{vir} < 10^6 K$ sono le eccitazioni e le diseccitazioni di idrogeno, elio e metalli a raffreddare il gas.
- A $T_{vir} < 10^4 K$, essendo il gas totalmente neutro, il maggior contributo lo hanno le molecole.

E' facile comprendere che vi sia una forte dipendenza dalla composizione chimica del gas; se la metallicità è molto bassa saranno elio ed idrogeno ad avere il ruolo dominante ed il picco della funzione corrisponderà alla loro temperatura di ionizzazione. Viceversa, se la metallicità è alta, la *cooling function* si alzerà di diversi ordini di grandezza ed il contributo di idrogeno ed elio diverrà pressoché trascurabile. Il grado di ionizzazione del gas influisce sulla possibilità di avere sia il raffreddamento per collisioni, che quello dovuto agli ioni.

Il tasso di raffreddamento del gas, detto *cooling rate*, è dato da:

$$L \propto n^2 \Lambda \quad (1.2.2)$$

dove n è la densità numerica delle particelle. I processi di raffreddamento coinvolgono quasi sempre due particelle, sono quindi più efficienti ad alte densità. Il tempo caratteristico per il raffreddamento del gas è chiamato *cooling time* ed è descritto dalla seguente formula:

$$t_{cool} = \frac{E_{gas}}{\dot{E}} = \frac{3(n_e + n_H)kT}{2\Lambda n_e n_H} \quad (1.2.3)$$

dove n_H è la densità numerica degli atomi di idrogeno, n_e quella degli elettroni, k è la costante di Boltzmann e T la temperatura.

Si tratta quindi del rapporto tra il contenuto di energia termica ed il tasso di perdita di energia. Il confronto tra questo, il *tempo dinamico* ($t_{dyn} \sim (G\rho)^{-\frac{1}{2}}$), ed il tempo di Hubble t_H , è cruciale per capire l'esito del collasso di un sistema. In particolare:

- Se $t_{cool} < t_{dyn}$, il gas si raffredda molto rapidamente ed il collasso procede senza che si stabilisca equilibrio idrostatico
- Se $t_{dyn} < t_{cool} < t_H$, il gas caldo raggiunge l'equilibrio idrostatico ed il collasso che si verifica è di tipo quasi-statico, molto più lento.
- Se $t_{cool} > t_H$ il collasso non può avvenire. E' questo il motivo per cui gli ammassi di galassie hanno una grande quantità di satelliti; infatti, per i satelliti meno massivi, il tempo di frizione dinamica è molto maggiore di quello di Hubble.

Ne deriva che il collasso può essere efficace fino a $\sim 10^{12}M_\odot$, per questo motivo, non si formano galassie con una massa oltre questo valore. Alla massa tipica degli ammassi si ha invece una condizione per cui $t_{dyn} < t_{cool} < t_H$. Il conseguente collasso quasi-statico a cui essi sono soggetti comporta la permanenza di gas caldo nel sistema.

La tipologia di galassia che andrà a formarsi sembra sia determinata dal rapporto tra il tempo di formazione stellare e quello di dissipazione e di raffreddamento. Infatti, se le stelle si formano molto velocemente il collasso sarà di tipo non dissipativo e si formerà una galassia ellittica, in cui l'energia del materiale in caduta, viene convertita in energia cinetica relativa alla dispersione di velocità delle stelle. Viceversa, le galassie a spirale si formano qualora il gas che compone la nube non venga convertito completamente in stelle in un unico *burst*. In questo caso si ha un collasso dissipativo, a causa dei continui shock e del raffreddamento radiativo. Se vi è un certo momento angolare, questo non cambierà durante il raffreddamento, ma aumenterà successivamente, durante il collasso del gas verso l'interno, dando origine ad una struttura schiacciata, a forma di disco. Il modello più accreditato oggi è quello detto a doppio *infall*, secondo cui la formazione di alone e bulge precede quella del disco, che ha anche una durata molto maggiore. Le zone dell'alone di gas a raffreddarsi per prime sono quelle più interne e saranno queste che andranno a formare il disco, supportato dalla rotazione. Il raggio a cui il gas si è raffreddato, detto *raggio di cooling*, (r_{cool}), va via via aumentando ed il gas va a formare zone sempre più esterne del disco. Per questo motivo si parla di formazione *inside-out*. Le zone periferiche del disco si arricchiscono accrescendo gas di origine extragalattica.

Durante il processo di collasso, il gas si dispone in filamenti e nubi che possono collassare dando così inizio alla formazione stellare. Le nubi frammentandosi danno poi origine agli ammassi e alle singole stelle. Nelle galassie a disco, le stelle tendono a formarsi sui bracci di spirale, in corrispondenza degli ammassi aperti, dove sono presenti le nubi molecolari. Si definisce lo *Star Formation Rate* (SFR) come la massa stellare formata dalla galassia in un anno, e lo *Specific Star Formation Rate* (sSFR) come la stessa quantità per unità di massa:

$$sSFR = \frac{SFR}{M} [yr^{-1}] \quad (1.2.4)$$

Nelle galassie a spirale, la densità superficiale di SFR, Σ_{SFR} , è legata a quella del gas presente nella galassia, Σ_g , secondo la legge di Schmidt (Schmidt (1959)):

$$\Sigma_{SFR} \propto \Sigma_g^n \quad (1.2.5)$$

inoltre lo SFR è legato anche alla massa della galassia, responsabile della profondità della buca di potenziale che permette la cattura del gas freddo esterno nei cosiddetti *cold flow*. Questo rappresenta un secondo regime di raffreddamento (detto anche *cold mode*), che si affianca spesso a quello per cui è il gas contenuto nell'alone quasi-statico a raffreddarsi (detto *hot mode*). Sembra che il *cold mode* domini in aloni di piccola massa ($\sim 3 \times 10^{10} M_\odot$) e ad alto redshift ($z > 3$). E' stato inoltre ipotizzato (Keres et al. (2005)) che i bulge si formino dal gas raffreddatosi in una prima fase di *hot mode* e che invece i dischi abbiano principalmente acquisito il gas trasportato attraverso i filamenti nel corso del tempo.

Mentre nelle galassie a spirale la formazione stellare è continua, nelle ellittiche vi è un declino temporale molto rapido; raggiungono per questo motivo degli sSFR molto bassi.

Attraverso la formazione stellare ed il conseguente riprocessamento del gas, la metallicità varia nel tempo. Il modello più semplice a questo proposito è quello della "scatola chiusa" ("*close box*"), in cui non vengono considerate le interazioni con l'esterno (e quindi *inflow* e *outflow*), ma unicamente le modifiche apportate dalla formazione stellare. L'evoluzione della metallicità di una galassia dipende anche dalla funzione di massa iniziale (IMF), che determina il quantitativo di stelle massive che esplodono nel corso del tempo come supernovae.

Vi sono inoltre diversi fenomeni che contribuiscono favorevolmente alla formazione stellare (ed hanno quindi una funzione di *feedback positivo*), ed altri che contrastano tale processo mediante quello che si chiama *feedback negativo*. Innanzitutto la stessa formazione stellare ha come conseguenza il riscaldamento e la reionizzazione del gas circostante, cosa che sfavorisce il raffreddamento necessario per produrre altre stelle. Un effetto simile lo hanno i fenomeni di esplosione di supernovae, che causano oltretutto l'espulsione di quantitativi di gas dal sistema tramite *outflow*. Dopo un certo quantitativo di tempo, questo gas eiettato può però ricadere nuovamente nella galassia e venir reincorporato, adducendo un nuovo aumento della formazione stellare. Questa seconda tipologia di *feedback*, chiamato cinetico, si distingue da quello termico, che conduce al riscaldamento del gas, pur coesistendo con esso.

Un altro elemento da considerare sono gli AGN che hanno un importante ruolo di *feedback* soprattutto negativo, sia radiativo (legato al riscaldamento del gas) che meccanico (dovuto all'espulsione di componenti gassose tramite *outflow*). Anche l'emissione di particelle energetiche da parte degli AGN porta all'aumento della pressione interna, ostacolando quindi la formazione stellare. D'altro canto, la presenza di un AGN potrebbe anche portare ad una compressione del gas tale da avere *feedback* di tipo positivo.

Il *feedback negativo* da AGN può essere distinto in *quasar mode* (o cinetico) e *radio mode* (o radiativo) (Croton et al. 2006). Il primo tipo di *feedback* si verifica in

occasione del *merging* di due buchi neri già esistenti o è dovuto all'accrescimento di gas freddo durante fenomeni di *starburst*. Nel caso di *feedback radio mode*, invece, il buco nero accresce materiale direttamente dall'alone di gas caldo. Questa seconda tipologia di *feedback* è associata alla produzione di getti radio.

Il peso del *feedback* dovuto agli AGN si può constatare notando come l'evoluzione della loro luminosità sia correlata a quella dello SFR nelle galassie. La luminosità di un AGN è collegata al tasso di accrescimento del buco nero:

$$\dot{M}_{BH} = \frac{L_{AGN}}{\varepsilon c^2} \quad (1.2.6)$$

Sembra vi sia una luminosità critica oltre la quale l'ingente riscaldamento del gas da parte dell'AGN non permette più una efficace formazione stellare.

D'altra parte, gli eventi di *merging* tra galassie rappresentano il maggior esempio di *feedback positivo*, in quanto portano ad una notevole compressione del gas ed instabilità gravitazionali che favoriscono il collasso. Il *merging* può essere maggiore o minore a seconda del rapporto tra le masse delle due galassie interagenti, anche se la discriminazione dei due casi, che comportano notevoli differenze per quanto riguarda la formazione stellare, varia da modello a modello. Si distinguono anche i *merging* di tipo *wet* da quelli di tipo *dry*, a seconda che la componente gassosa sia più o meno importante.

Va tenuto presente che le galassie non sono isolate e interagiscono tra loro anche al di là dei fenomeni di *merging*. Si possono avere episodi di *harrassment*, *ram pressure stripping* e *cannibalismo*. I primi due portano ad una perdita di gas nelle galassie satelliti e quindi rappresentano un ostacolo alla formazione stellare, se non la causa di un suo totale arresto nelle galassie satelliti.

1.3 La funzione di massa

Nel 1974 Press e Schechter svilupparono uno studio sulla distribuzione in massa degli aloni di DM, il cui risultato è una funzione di massa caratteristica.

$$n(M, t)dM = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\rho_o}{M^2} \frac{\delta_c(t)}{\sigma(M)} \left| \frac{d \ln \sigma}{d \ln M} \right| e^{-\frac{\delta_c^2(t)}{2\sigma^2(M)}} dM \quad (1.3.1)$$

Successivamente, nel 1976, Paul Schechter applicò questa funzione al caso delle galassie con sorprendente successo, adattandola alla loro distribuzione di luminosità. Anche se non si conosce esattamente il motivo di una tale somiglianza, si può certamente affermare che è la spia di un forte legame tra l'evoluzione di queste due componenti del nostro universo. La funzione di luminosità delle galassie rappresenta oggi la principale descrizione statistica di una popolazione di galassie. Le galassie coprono un intervallo di luminosità molto ampio, arrivando a $10^{12} L_{\odot}$, mentre il minimo della funzione è meno definito, dovendo la sua conoscenza fare i conti con le nostre possibilità osservative. La Funzione di luminosità delle galassie ha una forma caratteristica (Schechter 1976):

$$\Phi(L)dL = n^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^{\alpha} e^{-(L/L^*)} d \left(\frac{L}{L^*} \right) \quad (1.3.2)$$

Alle basse luminosità l'andamento è a legge di potenza, vi è poi un ginocchio a cui segue una decrescita esponenziale alle alte luminosità. Questa funzione è descrivibile attraverso 3 parametri:

n^* , ovvero la normalizzazione (espressa anche con il valore della funzione al ginocchio, Φ^*), L^* , il suo valore in luminosità ed α .

L'aumento di L^* , porta ad uno spostamento del ginocchio verso luminosità maggiori, mentre agendo su Φ^* si induce una traslazione rigida della funzione in densità. Valori tipici nell'universo locale sono per la LF in banda B:

- $\Phi^* = 1 - 3 \times 10^{-2} h^3 Mpc^{-3}$.
- $M^*(B)$ (ovvero la magnitudine in banda B corrispondente al ginocchio) da 18.8 a -19.7.
- α da 0.97 a 1.22.

Il fatto che la funzione non si estenda oltre $10^{12}L_{\odot}$ è indice dell'entrata in gioco di un qualche processo non direttamente connesso alla gravità che impedisce la formazione di galassie di più alta luminosità. Per gli oggetti di massa superiore, infatti, il collasso non è efficace in quanto il tempo di *cooling* eccede quello dinamico (Sec.1.2).

Le diverse tipologie di galassie contribuiscono in modo diverso nelle varie zone della funzione. Le basse luminosità sono in gran parte popolate dalle irregolari, mentre sono le ellittiche a predominare ad alta luminosità. Invece, a luminosità intermedie dominano le spirali, che rappresentano anche il maggior contributo all'interno della funzione. Infatti, considerando separatamente galassie ellittiche e spirali, si può notare una netta differenza tra le rispettive funzioni di luminosità. Quella delle galassie ellittiche si estende infatti a luminosità più alte ed ha una normalizzazione più bassa.

Lo studio della funzione di luminosità a diversi redshift è fondamentale per comprendere a che tipo di evoluzione sono soggette le galassie, ovvero se è in prevalenza di pura densità o di pura luminosità, oppure se si tratta di un caso misto, in cui vi è una modifica sia di Φ^* che di L^* .

Essendovi una relazione (anche se con una certa dispersione) tra la luminosità e la massa delle galassie, anche la funzione di massa (MF) è esprimibile attraverso una funzione di Schechter ed un suo studio è fondamentale per ottenere informazioni riguardo la formazione e l'evoluzione delle galassie. La funzione di massa può dunque essere considerata un tracciante dei processi cosmologici, poiché tiene memoria delle fluttuazioni primordiali di densità nella materia oscura, degli eventi di *merging*, di tutti i fenomeni che contribuiscono a modificare la storia di formazione stellare nelle galassie e dei processi radiativi che entrano in gioco.

Gli effetti che i vari elementi fisici hanno sulla funzione di massa sono molteplici. Principalmente a masse basse è molto importante il *feedback* da supernova, la soppressione del raffreddamento del gas dovuta alla radiazione fotoionizzante, nonché la perdita del gas causata dai fenomeni di *stripping*. Ad alte masse, dove la corrispondenza tra modelli ed osservazioni è sempre stata più ardua, sono diverse le ipotesi sui processi che potrebbero avere il ruolo dominante. E' probabile che non vada tralasciata, accanto ad altri meccanismi di eiezione di energia e *superwind*, la funzione degli AGN, col loro meccanismo di *feedback*.

1.4 I vincoli osservativi e il downsizing

E' oramai noto dall'osservazione che le galassie più massive completano la loro formazione a redshift più alto rispetto alle meno massive e hanno rispetto a queste un declino più veloce nella formazione stellare, contenendo inoltre stelle appartenenti a popolazioni stellari più vecchie. Vi sono diverse evidenze osservative di questa tendenza:

- Le ellittiche più massive hanno un rapporto $[\frac{\alpha}{Fe}]$ più alto (Faber et al. (1992)). Ciò sta ad indicare che queste galassie hanno tempi scala di formazione stellare minori che hanno dato origine a popolazioni stellari più vecchie, che hanno avuto una più lunga storia di esplosioni di SNI, importanti fonti di elementi alfa.
- Questa stessa conclusione si deduce da una stima diretta dell'età delle popolazioni stellari basata sul colore dello spettro e sulla presenza di caratteristiche proprietà spettrali. (Nelan et al. 2005, Thomas et al. 2005, Trager et al. 2000a, Heavens et al. 2004, Gallazzi et al. 2005, Panter et al. 2007).
- Lo sSFR diminuisce al diminuire del redshift più velocemente per le galassie massive, che hanno la maggior parte della loro formazione stellare ad alto redshift (Cowie et al. 1996).
- Da questa differente tempistica nella formazione stellare consegue un riprocessamento del gas attuato in momenti e con durate diverse a seconda della massa delle galassie. Questo si riflette anche in una differente evoluzione della metallicità (Savaglio et al. 2005, Erb et al. 2006, Ando et al. 2007, Maiolino et al. 2008).
- La parte a basse masse della MF evolve più rapidamente che non quella ad alte masse; questo sta ad indicare che l'evoluzione delle galassie più massive avviene già in buona parte ad alto redshift (Marchesini et al. 2008, Pozzetti et al. 2007, 2010, Ilbert et al. 2010, 2013).

Nello scenario evolutivo del *downsizing*, che è un'evidenza empirica delle osservazioni, quindi, le galassie con massa dinamica grande ($M > 10^{12}M_{\odot}$), vanno incontro ad una formazione molto veloce (la completano infatti in media a $z \lesssim 3$), come si nota dalla curva alta e stretta del grafico riportato in Fig.1.1 (Thomas et al. 2010). Viceversa, le galassie di piccola massa formano le loro stelle e quindi la massa stellare più lentamente, ed il picco di formazione è spostato a redshift minore.

A prima vista, tale evidenza pare in contrasto con l'evoluzione *bottom-up* degli aloni di DM prevista dai modelli Λ CDM, in cui sono le strutture di massa minore a formarsi prima. Occorre però tener presente che questa evoluzione anti-gerarchica delle galassie non necessariamente è inconciliabile con l'assemblamento *bottom-up* degli aloni di DM. Quest'ultimo processo e la formazione delle popolazioni stellari nelle galassie sono infatti due realtà ben distinte, che non è detto sottostiano alle stesse tempistiche.

In ogni caso, i modelli hanno spesso avuto difficoltà a riprodurre con successo gli effetti del *downsizing*, e ciò è sintomo dell'insufficienza degli elementi fisici con cui questi modelli vengono costruiti.

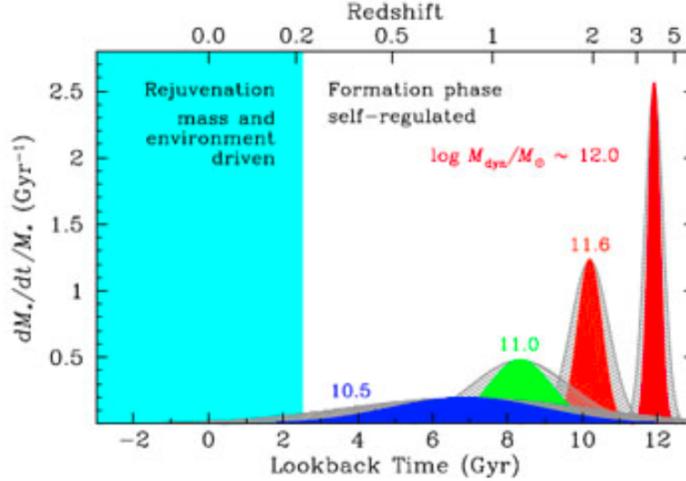


Figura 1.1: come cambia lo sSFR nel corso del tempo nel caso di galassie Early Type (E/S0) di diversa massa (Thomas et al. 2010)

Di fatto, sembra che un cospicuo numero di galassie massive sia già formato a $z > 1$, e che al giorno d'oggi esse non presentino più una considerevole formazione stellare, sempre troppo presente nei modelli.

Si può ipotizzare che questo problema possa essere ridotto aumentando il *feedback* da AGN nelle galassie massive, o attraverso qualche altro meccanismo di *quenching* che blocchi la formazione stellare recente in questo tipo di galassie.

1.5 Scopo della Tesi e contributi originali

Per lo sviluppo di un modello realistico di formazione ed evoluzione delle galassie è quindi necessario un confronto sistematico con le osservazioni in modo da verificare che i dati vengano ben riprodotti.

Questo aspetto è cruciale in quanto una discrepanza è indice di una qualche mancanza nei processi fisici e nei valori assegnati ai parametri liberi nella costruzione del modello.

Lo scopo che si prefigge questo lavoro di Tesi è un confronto tra le caratteristiche delle galassie presenti nei cataloghi simulati (mock), costruiti sulla base di alcuni modelli teorici, e quelle evinte dai dati osservativi di campioni di galassie (*surveys*) con l'obiettivo di far luce su quali siano le maggiori discrepanze e quindi sulla direzione in cui i modelli andrebbero perfezionati per poter riprodurre al meglio le osservazioni.

Per far questo, si è scelto di far uso della funzione di massa stellare delle galassie (MF), in quanto strumento statistico più indicativo di una popolazione di galassie, considerando sia la totalità delle galassie, sia separatamente le *star-forming* e le quiescenti.

In questo lavoro, si mettono innanzitutto a confronto alcuni dei modelli semi-analitici, cioè basati su simulazioni analitiche, focalizzandosi sulle differenze che riguardano la trattazione del processo di raffreddamento del gas, della formazione stellare, il modello adottato per la sintesi di popolazioni stellari, la modellizzazione dei *feedback*

stellare e di AGN e delle interazioni tra galassie (Ref. Merson et al. 2013, Henriques et al. 2013, Henriques et al. 2014, Guo et al. 2010, Guo et al. 2013, De Lucia e Blaizot 2007, Monaco et al. 2006) Vengono quindi messe a confronto le MF dei diversi modelli per andare a sondare gli effetti delle varie modellizzazioni dei processi fisici.

Questo lavoro di Tesi attua quindi un confronto tra le MF a $0 < z < 3$ ricavate dalle osservazioni e quelle ottenute dai campioni di galassie simulate con i modelli teorici, per capire a quali redshift, a quali masse e per quali sottocampioni di galassie la riproduzione dei dati avviene in maniera migliore e dove invece risiedono i maggiori problemi.

A questo scopo, è stato sviluppato un programma in linguaggio C++ che consente il calcolo delle funzioni di massa partendo da cataloghi di galassie. In particolare si utilizzano i cataloghi mock di Merson et al. 2013 (M13) e Henriques et al. 2014 (H14). I dati osservativi di cui si fa uso sono invece principalmente quelli di Baldry et al. (2008) per l'universo odierno e, a redshift più alto, Maraston et al. (2013), Pozzetti et al. (2010), Pozzetti et al. (2007) e infine Ilbert et al. (2013).

E' stato inoltre sviluppato un programma che calcolasse la massa limite (M_{lim}) dalla quale una funzione di massa possa essere considerata completa ed è stato notato l'effetto che ha su di essa l'applicazione di un diverso limite in flusso.

Le funzioni di massa sono inoltre state convolute con una gaussiana di $\sigma = 0.2$, attraverso un programma anch'esso in linguaggio C++, in modo da simulare l'influenza dell'errore nella determinazione della massa dalle SED fotometriche delle galassie, e per capire se questo effetto potesse in parte spiegare le discrepanze trovate.

Oltre al confronto della funzione di massa stellare relativa alla totalità delle galassie, vengono confrontate separatamente galassie *star-forming* (con formazione stellare attiva) e galassie quiescenti (cioè con formazione stellare nulla o molto debole), adottando diversi criteri di discriminazione (in base al tasso di formazione stellare specifico ed al colore), anche per valutare gli effetti di tale scelta. Ci si focalizza poi su come le funzioni di massa cambino al variare del tasso di formazione stellare nei modelli e sulle differenze che vi sono nella loro distribuzione in base a colore e SFR.

Le funzioni di massa di modelli e osservazioni vengono poi integrate per valutare il modo in cui la densità numerica delle galassie, in vari intervalli di massa, decresca all'aumentare del redshift. Infine, si studia come varia col redshift la densità numerica delle galassie quiescenti osservate e teoriche di diversa massa. Anche questo tipo di confronto ha come scopo quello di sondare le differenze tra modelli ed osservazioni su quali siano le modalità e le tempistiche di evoluzione delle galassie a seconda della loro massa e su cosa sia quello che, dai modelli, costruiti sulla base dei processi fisici che conosciamo, non riesce ancora ad essere riprodotto.

Capitolo 2

Modelli utilizzati

In questo capitolo vengono descritte le caratteristiche principali dei modelli utilizzati in questo lavoro e dei loro cataloghi simulati, mostrando come vengono modellizzati i principali processi fisici. I parametri liberi presenti nei vari modelli vengono fissati scegliendo quelli che meglio riproducono la LF osservata a $z \sim 0$ nelle bande B e K.

2.1 Merson et al 2013 (M13)

Merson et al. (2013), per costruire il loro catalogo simulato, utilizzano il modello semi-analitico di Bower et al. (2006), variante del modello GALFORM di Cole et al. (2000). Il catalogo di cui si fa uso in questa tesi è basato su una ulteriore variante di GALFORM (Lagos et al. 2012). Le simulazioni di cui si avvalgono per i *merger trees* degli aloni di DM sono invece N-body Millennium Simulation (Springel, 2005). Essendo un modello semi-analitico, necessita di una modellizzazione dei processi fisici che portano alla formazione delle galassie; per poter attuare un confronto con le osservazioni è inoltre essenziale l'adozione di una funzione di massa iniziale (IMF), una *simple stellar population* (SSP) ed una determinata trattazione della polvere.

Il modello GALFORM, descritto da Cole et al. (2000), originariamente faceva uso di simulazioni Monte Carlo per seguire l'evoluzione dei *merger trees* degli aloni di DM. Le proprietà degli aloni, fondamentali per derivare quelle delle galassie che vi si formano, sono modellizzate come segue:

Il parametro di spin degli aloni di DM, che quantifica il momento angolare dovuto alle forze mareali in gioco durante la loro formazione è:

$$\lambda_h = \frac{J_H E_H^{1/2}}{GM_H^{5/2}} \quad (2.1.1)$$

dove J_H , E_H e M_H sono rispettivamente momento angolare, energia e massa dell'alone, e presenta una distribuzione che segue quella di Cole e Lacey (1996). A questo parametro è legata la velocità media di rotazione dell'alone. La densità all'interno degli aloni, segue invece il profilo di Navarro, Frank e White.

$$\rho(R) = \frac{\Delta_{vir} \rho_{crit}}{F(a_{NFW})} \frac{1}{r/r_{vir}} \frac{1}{(r/r_{vir} + a_{NFW})^2} \quad (2.1.2)$$

$r \geq r_{vir}$

Il gas caldo non ha invece lo stesso profilo di densità, ma, in assenza di *cooling*:

$$\rho_{gas}(r) \propto (r^2 + r_{core}^2)^{-3\beta_{fit}/2} \quad (2.1.3)$$

Con $\beta_{fit} \approx 1/3$ e $\frac{r_{core}}{r_{vir}} \approx 1/20$, coerentemente con i risultati ottenuti da Eke et al. (1998) e Navarro et al. (1995). La temperatura del gas così descritto varia lentamente al variare del raggio e si avvicina alla temperatura viriale.

Per quanto riguarda il raffreddamento, il modello di Cole fa uso della *cooling function* tabulata da Sutherland e Dopita (1993). Tale funzione ignora gli effetti della ionizzazione dovuta alla radiazione. Si ha che:

$$\tau_{cool} = 3/2 \frac{1}{\mu m_H} \frac{k T_{gas}}{\rho_{gas}(r) \Lambda_{T,Z_{gas}}} \quad (2.1.4)$$

dove m_H è il peso molecolare medio, k la costante di Boltzmann, ρ_{gas} , T_{gas} e Z_{gas} densità, temperatura e metallicità del gas caldo e $\Lambda(T, Z_{gas})$ è la *cooling function*. Mantenendo costante il profilo di densità, la quantità di gas che si raffredda viene calcolata considerando quella fino al minore tra il raggio di *cooling* e quello di *free fall*, ad ogni intervallo temporale.

Si assume che il momento angolare si conservi durante il collasso, nonostante il gas sia freddo e questo, coerentemente con le simulazioni (le quali tuttavia non considerano il *feedback* stellare), debba comportare una perdita di tale momento.

Invece, per modellizzare il *feedback* stellare è necessario innanzitutto tener conto del tasso di formazione stellare ψ . Si ha che:

$$\psi = \frac{M_{cold}}{\tau_*} \quad (2.1.5)$$

con M_{cold} massa del gas freddo e τ_* tempo scala di formazione stellare, dipendente dalla velocità dell'alone che ospita la galassia.

Da questo parametro dipende il tasso di massa del gas riscaldato ed eiettato dal disco :

$$\dot{M}_{eject} = \beta \psi \quad (2.1.6)$$

Rispetto al semplice modello della “scatola chiusa”, oltre al parametro β , viene anche introdotto un fattore e , che tiene conto della frazione di gas processato dalle stelle che viene eiettato e va ad arricchire direttamente il gas in fase calda, non disponibile per la formazione stellare. τ_* e ψ dipendono dalle condizioni del gas, ma il modello basa la sua scelta sul confronto di diverse osservazioni empiriche.

$$\tau_* = \epsilon_*^{-1} \tau_{disk} (v_{disk}/200 \text{Kms}^{-1})^\alpha \quad (2.1.7)$$

$$\beta = \left(\frac{v_{disk}}{v_{hot}} \right)^{-\alpha_{hot}} \quad (2.1.8)$$

con τ_{disk} e v_{disk} rispettivamente tempo dinamico e velocità del disco, mentre v_{hot} è un parametro che ha le dimensioni di una velocità e deve essere fissato tramite le osservazioni.

Le galassie ellittiche e i bulge delle spirali si formano principalmente, in questo modello, attraverso il *merging* degli aloni di materia oscura e, di conseguenza, delle

galassie al loro interno. Similmente alla maggior parte dei modelli, una volta avvenuto il *merging* degli aloni, viene considerata come centrale la galassia di massa maggiore e alle altre, catalogate come satelliti, viene assegnato un tempo tipico di *merging*. Come precedentemente accennato, in base al rapporto di massa tra le due galassie che si fondono, si parla, anche in questo modello, di *merging* maggiore (in cui si crea un singolo bulge o un'ellittica e tutto il gas viene esaurito formando stelle in un unico *burst*) o minore (in cui le stelle della galassia satellite sono inglobate all'interno del bulge di quella centrale, mentre il gas viene aggiunto al disco centrale, senza però modificarne il momento angolare). Il valore di discriminare del rapporto tra le masse è all'interno dell'intervallo tra 0.3 e 1.

Benson et al. (2003) arricchiscono il modello di Cole et al., soprattutto per quanto riguarda la parametrizzazione del *feedback* stellare. In questo modello, infatti, l'energia che contribuisce al riscaldamento del gas freddo, per ogni massa solare di stelle formate, è di:

$$10^{49} \epsilon_{reheat} \text{erg} / M_{\odot} \quad (2.1.9)$$

dove:

$$\epsilon_{reheat} = 0.18 \left(\frac{v_{hot}}{300 \text{Kms}^{-1}} \right)^2 \quad (2.1.10)$$

Inoltre l'energia rilasciata tramite il *feedback* ha come effetto quello di ridistribuire il gas caldo dell'alone, diminuendo la sua concentrazione centrale ed aumentandone così il tempo di *cooling*. Questo fenomeno ha un effetto tanto maggiore quanto minore è la massa dell'alone di gas, infatti la sua energia gravitazionale è proporzionale a $M_{halo}^{5/3}$. Durante questo processo, si assume che anche la massa di gas che lascia il disco sia proporzionale al tasso di formazione stellare. Viene inoltre calcolata una certa soglia di energia, dipendente dalla velocità del disco, al di sopra della quale questo gas non viene trattenuto dall'alone, ma ne fuoriesce disperdendosi nel mezzo, per essere poi eventualmente ricatturato, in seguito alla formazione di un alone maggiore. Viene ricatturato il gas che ha un'energia minore della buca di potenziale che si è formata.

Bower et al. (2006) riprendono sostanzialmente il modello di Benson et al. (2003), apportandovi alcune ulteriori modifiche. In particolare viene dato più peso al *feedback* stellare da supernova, vengono trattati con maggior dettaglio i processi di riscaldamento del gas dovuti alla formazione stellare e al *feedback* da AGN, oltre ad essere aumentati leggermente i tempi scala di formazione stellare nei dischi e il contributo della frizione dinamica. La IMF adottata per la formazione stellare è quella di Kennicutt (1983), mentre la cosmologia è la seguente: $h_{100} = 0.73, \Omega_{\Lambda} = 0.75, \Omega_m = 0.25$. Il *feedback* da AGN è considerato avere una certa influenza solo se l'alone attraversa un processo di raffreddamento di tipo *quasi-idrostatico*. Nel caso questo avvenga, se:

$$t_{cool}(r_{cool}) > \alpha_{cool} t_{ff}(r_{cool}) \quad (2.1.11)$$

(con $\alpha_{cool} \sim 1$ e $t_{ff}(r_{cool})$ tempo di *free fall* calcolato al raggio di *cooling*) e la potenza dell'AGN è maggiore della *luminosità di cooling*, i *cooling flow* vengono totalmente disattivati. In questa trattazione non vi è una formale differenza tra *feedback* di tipo *radio mode* e *quasar mode*.

Per derivare la storia di formazione stellare di una galassia, viene considerato lo stesso *star formation rate* e la storia di arricchimento chimico calcolati per i suoi pro-

genitori e, utilizzando un modello di SSP (che in questo caso è quello descritto da Bruzual e Charlot 2003), è possibile dedurre la SED a riposo. Tramite la conoscenza del redshift e dell'estinzione della polvere (a tal proposito il modello adottato è quello di Granato et al. 2000) e assumendo una distribuzione delle dimensioni dei grani, M13 hanno poi dedotto la SED osservata che può essere messa a confronto con i dati.

I parametri liberi nel modello, in particolare quelli che concernono i processi di *feedback*, vengono fissati in base alle osservazioni delle galassie a $z \sim 0$. Nello specifico, il *feedback* stellare (quello dovuto cioè alle esplosioni di SN e ai venti stellari), comporta un riscaldamento del gas negli aloni poco massivi consentendo di riprodurre la coda a basse luminosità della LF; viceversa, il *feedback* da AGN abbatte i *cooling flow* negli aloni massivi e, bloccando così la formazione stellare, fornisce una spiegazione del *break* alle alte luminosità. Per quanto riguarda la *ram pressure stripping*, viene seguito il modello di Font et al. (2008). La sottrazione del gas alle galassie satelliti porta ad un'inibizione del raffreddamento e quindi dello *star formation rate*.

2.2 Guo et al. 2013 (G13), Henriques et al. 2013 (H13) e Henriques et al. 2014 (H14)

Basandosi su Millennium Simulation all'interno del progetto GALFORM, hanno costruito i loro modelli prima Guo et al. nel 2010, nel 2011 e nel 2013 e poi Henriques et al. nel 2013 e nel 2014. La cosmologia di riferimento è in questi casi quella di Plank dei primi anni ($h_{100} = 0.673$, $\Omega_\Lambda = 0.685$, $\Omega_m = 0.315$) (Planck Collaboration 2013).

In questi modelli, il gas freddo accresciuto nell'alone, nel caso di masse grandi e considerando tempi lunghi, provoca onde di shock non trascurabili che portano ad un conseguente riscaldamento del gas che genera un'atmosfera calda fino al raggio viriale. Successivamente, questo gas può accrescere la zona centrale attraverso i *cooling flow*. L'atmosfera calda è supposta essere isoterma; sotto questa assunzione, il tempo di *cooling* è:

$$t_{cool} = \frac{3\mu m_H k T_{200c}}{2\rho_{hot}(r)\Lambda(T_{hot}Z_{hot})} \quad (2.2.1)$$

dove m_H è il peso molecolare medio, k la costante di Boltzmann, T_{200c} la temperatura viriale dell'alone, ρ_{hot} , T_{hot} e Z_{hot} densità, temperatura e metallicità del gas caldo e $\Lambda(T_{hot}Z_{hot})$ è la *cooling function* di Sutherland e Dopita (1993). Il *raggio di cooling*, quello cioè in cui il *tempo di cooling* equivale a quello dinamico, risulta essere:

$$r_{cool} = \left[\frac{t_{dyn,h} M_{hot} \Lambda(T_{hot}Z_{hot})}{6\pi\mu m_h k T_{200c} R_{200c}} \right]^{1/2} \quad (2.2.2)$$

con M_{hot} massa del gas caldo, R_{hot} e $t_{dyn,h}$ raggio viriale dell'alone e suo tempo dinamico. Il tasso di massa del gas che si raffredda è descritto dalla formula:

$$\dot{M}_{cool} = M_{hot} \frac{r_{cool}}{R_{200c}} \frac{1}{t_{dyn,h}} \quad (2.2.3)$$

finché il *raggio di cooling* è minore di quello viriale, quando siamo cioè in regime di *cooling flow*. Al contrario, se il *raggio di cooling* è maggiore di quello viriale, il gas è in

rapida caduta e la formula si riduce a:

$$\dot{M}_{cool} = M_{hot} \frac{1}{t_{dyn,h}} \quad (2.2.4)$$

Per quanto riguarda la formazione stellare, il tasso di massa che viene convertito in stelle è dato da:

$$\dot{M}_* = \alpha_{SF} \frac{M_{gas} - M_{crit}}{t_{dyn,disk}} \quad (2.2.5)$$

dove $t_{dyn,disk} = R_*/v_{max}$ è il tempo dinamico del disco. Vengono quindi formate tante più stelle quanto minore è il tempo dinamico del disco, ma vi è una soglia critica di massa, al di sotto della quale la formazione stellare non ha affatto luogo. Tra i modelli presi in esame, vi è una sostanziale differenza in questa quantità, che è descritta nel modello di Guo et al. 2013 dalla formula:

$$M_{crit} = 3.8 \times 10^9 \left(\frac{V_{200c}}{200 km.s^{-1}} \right) \left(\frac{R_{gas}}{10 pc} \right) M_{\odot} \quad (2.2.6)$$

e in quelli di Henriques et al. da:

$$M_{crit} = 2.6 \times 10^9 \left(\frac{V_{200c}}{200 km.s^{-1}} \right) \left(\frac{R_{gas}}{10 pc} \right) M_{\odot} \quad (2.2.7)$$

R_* e R_{gas} sono lunghezze di scala rispettivamente della componente stellare e di quella gassosa del disco.

L'abbassamento della massa critica in H14 ha come risultato quello di consentire una maggiore formazione stellare, effetto che assume una notevole importanza negli aloni meno massivi. Nel modello di Merson et al., invece, questa soglia non è presente, e quindi a masse basse le stelle hanno più possibilità di formazione.

La IMF adottata è quella di Chabrier e la sintesi di popolazioni stellari utilizzata è quella di Maraston (2005).

Accanto a questa formazione stellare quiescente, ve n'è un'altra violenta, conseguenza di fenomeni di *merging*. La massa di gas freddo convertita in stelle durante tali processi può essere espressa come:

$$M_{*,burst} = \alpha_{SF,burst} \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^{\beta_{SF,burst}} M_{cold} \quad (2.2.8)$$

dove M_1 e M_2 sono le masse barioniche delle due galassie che si fondono e M_{cold} la massa totale del gas freddo.

Nei tre modelli i valori di $\alpha_{SF,burst}$ e $\beta_{SF,burst}$ sono leggermente diversi, e questo si riflette su un diverso andamento della frazione di gas convertito in stelle rispetto al rapporto tra le masse delle due galassie che si fondono. In Guo et al. (2013) e in Henriques et al. (2013) questi due valori erano stati infatti fissati per essere in linea con le simulazioni di Mihos e Hernquist (1996), viceversa in Henriques et al. (2014), sono stati lasciati come parametri liberi. In ogni caso, in questi modelli, i fenomeni di *merging* danno origine solo al 10% del numero totale di stelle.

Per questo motivo la diversa modellizzazione non comporta un cambiamento sostanziale nelle proprietà delle galassie.

La trattazione del *feedback* stellare dovuto alle esplosioni di supernovae consta di due fasi: eiezione e riscaldamento del gas ed una successiva reincorporazione di questo all'interno del sistema. Nella prima fase, di tutta l'energia emessa dal processo di esplosione, una parte dà luogo ad un processo di riscaldamento del gas freddo circostante. La massa del gas riscaldato è espressa in modo simile al modello di Merson et al. e può essere calcolata tramite la formula:

$$\Delta M_{reheat} = \epsilon_{disk} \Delta M_* \quad (2.2.9)$$

dove ΔM_* è la massa stellare formata. La restante energia della supernova fa sì che il gas venga eiettato nel mezzo interstellare; la massa del gas eiettata (o resa troppo energetica per potersi raffreddare) dell'intera popolazione stellare è calcolabile come:

$$1/2 \Delta M_{eject} v^2 = \Delta E_{SN} - \Delta E_{reheat} \quad (2.2.10)$$

dove ΔE_{SN} è l'energia disponibile dovuta all'esplosione della supernova, mentre ΔE_{reheat} è quella che va a riscaldare il gas.

La massa di gas che viene successivamente reincorporata dalla galassia è data, in tutti e tre i modelli, da:

$$\dot{M}_{reinc} = \frac{M_{eject}}{t_{reinc}} \quad (2.2.11)$$

Il tempo di reincorporazione t_{reinc} non è però il medesimo in tutti questi modelli. Nel modello di Guo et al. 2013 si aveva infatti:

$$t_{reinc} = \frac{1}{\gamma} t_{dyn,h} \frac{200 \text{ Km/s}}{V_{200c}} \quad (2.2.12)$$

mentre nei modelli successivi di Henriques:

$$t_{reinc} = -\gamma' \frac{10^{10} M_\odot}{M_{200c}} \quad (2.2.13)$$

Questo cambiamento comporta una diversa dipendenza del tempo a cui il gas viene reincorporato della galassia e fa sì che le galassie meno massive reincorporino il gas più lentamente delle più massive, ritardando la loro formazione stellare.

Per quanto riguarda il *feedback* da AGN, invece, vi è una distinzione tra il *quasar mode* e il *radio mode*. Nel primo caso, la massa del BH risultante dal *merging* è data dalla somma tra le massa dei BH centrali delle due galassie (M_1 e M_2), oltre ad ulteriore gas:

$$M_{BH,f} = M_1 + M_2 + \frac{f_{BH}(M_{sat}M_{cen})M_{cold}}{1 + (V_{BH}/V_{200c})} \quad (2.2.14)$$

dove M_{sat} e M_{cen} sono le masse della componente barionica rispettivamente della galassia satellite e di quella centrale, mentre V_{200c} è la velocità viriale dell'alone centrale.

Nel *feedback radio mode*, il gas viene accresciuto a partire dallo stesso alone di gas caldo. Questo processo è descritto, in Henriques et al. (2014) dalla seguente equazione:

$$\dot{M}_{BH} = k_{AGN} \left(\frac{M_{hot}}{10^{11} M_\odot} \right) \left(\frac{M_{BH}}{10^8 M_\odot} \right) \quad (2.2.15)$$

che elimina la dipendenza da $H(z)$ del tasso di accrescimento, presente invece nei due precedenti modelli, che adottavano l'equazione di Croton et al. (2006). L'emissione di energia che questo tipo di *feedback* comporta, può sopprimere l'*inflow* del gas e bloccare la formazione stellare. Il fatto che non vi sia più la dipendenza da $H(z)$, rende il *feedback* più efficiente a redshift basso di quanto non lo fosse nei modelli precedenti, soprattutto in relazione alle galassie massive. Tale cambiamento ha lo scopo di spiegare la percentuale di galassie quiescenti di grande massa nell'universo odierno, percentuale che da un confronto con le osservazioni, nel quadro precedente, sembrava risultare troppo bassa. L'altro grande cambiamento che il modello di Henriques et al. (2014) attua, riguarda la *ram pressure stripping*. Nel modello di Guo et al. (2013), questa era infatti presente in tutti i gruppi di galassie senza eccezioni, in quelli di Henriques et al. viene invece introdotta una soglia di $M_{200c} = 10^{14} M_o$, al di sotto della quale il fenomeno viene totalmente trascurato. Questo cambiamento si manifesta pesantemente nella durata della formazione stellare nelle galassie facenti parte di gruppi poco massivi, che passa da 5 Gyr a soli 2 Gyr.

L'effetto della *ram pressure stripping* è la distruzione totale delle galassie qualora la densità di materia oscura all'interno del pericentro dell'orbita sia maggiore della densità barionica all'interno del raggio di metà massa, ovvero:

$$\frac{M_{DM,halo}(R_{peri})}{R_{peri}^3} > \frac{M_{sat}}{R_{sat,half}^3} \quad (2.2.16)$$

Il modello della polvere utilizzato da Guo et al. (2013) è caratterizzato da un rapporto gas/polvere che scala come $(1+z)^{-0.4}$, mentre Henriques et al. (2014) che adottano quello di De Lucia e Blaizot (2007) in cui questo rapporto scala più velocemente, come $(1+z)^{-1}$.

2.3 MORGANA (Monaco et al. 2006)

Su un'altra simulazione semi-analitica si basa il modello MORGANA (Model for the Rise of Galaxies and Active Nuclei), sviluppato da Monaco, Fontanot e Taffoni (2006). La cosmologia a cui si fa riferimento è: $h_{100} = 0.72$, $\Omega_b = 0.046$, $\Omega_m = 0.24$, $\Omega_\Lambda = 0.76$. I *merger trees* sono qui ottenuti attraverso il codice PINOCCHIO, il quale, a differenza di Millennium Simulation, non fornisce alcuna informazione sulle sottostrutture degli aloni, che vengono assunte come trascurabili. Vengono poi computate ad ogni passo temporale, per ogni galassia, 16 variabili, che ne quantificano il contenuto barionico, il quale è diviso in tre componenti (alone, disco e bulge, a sua volta divise in tre fasi: calda, fredda e stelle) per la galassia centrale, mentre per le galassie satelliti, a causa della forte *tidal stripping*, dovuta all'interazione gravitazionale con la galassia centrale, a cui sono sottoposte, si assume che non vi sia massa nella componente di alone.

La densità degli aloni di DM segue anche in questo caso un profilo di NFW.

Per quanto riguarda il *merging* tra galassie, viene preso come soglia di discriminazione tra *merging* maggiore e minore il valore di 0.3 come rapporto tra le masse delle due galassie. Una differenza con il modello di Cole et al. (2000) sta nel fatto che in questo caso l'intera galassia satellite viene aggiunta al bulge, senza distinzioni tra le componenti stellare e gassosa (destinate l'una ad essere inglobata al bulge e l'altra

al disco secondo il modello di Cole et al.). Una certa frazione di stelle viene invece scatterata nell'alone, ed è proprio il *merging* il principale meccanismo che comporta la presenza di stelle nell'alone, nel quale la formazione stellare non avviene.

In questo modello, il raggio di cooling viene considerato come una variabile che può essere ricalcolata ad ogni intervallo temporale, e non ha un valore fissato dopo ogni evento di *merging*, a differenza dei modelli GALFORM. Possono quindi essere presi in considerazione, al passare del tempo, i cambiamenti dovuti al riscaldamento dai venti provenienti dalla galassia centrale. La sua variazione è calcolata considerando il tasso di massa che si raffredda:

$$\dot{M}_{CO,H} = \frac{4\pi r_s^2 \rho_{g0}}{t_{cool,0}} I(2/(\gamma_p - 1)) \quad (2.3.1)$$

dove $t_{cool,0}$ e ρ_{g0} sono il tempo di *cooling* e la densità al centro dell'alone e:

$$I_\alpha = \int_{r_{cool}/r_s}^{c_{NFW}} \left\{ 1 - \alpha \left[1 - \frac{\ln(1+t)}{t} \right] \right\}^\alpha t^2 dt \quad (2.3.2)$$

Mentre il tempo di *cooling*, necessario per implementare l'equazione 2.3.1 e ricavare la variazione del raggio di *cooling* è:

$$t_{cool,0} = \frac{3KT_g(r_{cool})\mu_{hot}m_p}{2\rho_{g,0}(\Lambda_{cool}\Gamma_{heat})} \quad (2.3.3)$$

Vengono quindi presi in considerazione sia il raffreddamento del gas, sia il riscaldamento dovuto alla galassia centrale, che tiene conto sia dell'energia prodotta dalle supernovae che quella dovuta al *feedback* da AGN.

MORGANA non pone allo stesso livello il raggio di *cooling* e quello di *infall*, in contrasto con gli altri modelli, i quali li calcolano entrambi prendendo in considerazione il minore tra i due. Monaco et al. reputano di fondamentale importanza una differenza concettuale tra un raggio proprio dell'alone di gas caldo ed uno della porzione di gas che, già freddo, sta precipitando verso il centro della galassia. Fare questa differenza è considerato fondamentale in quanto il *reheating* coinvolge soprattutto l'alone di gas caldo e solo in maniera molto minore il gas freddo, il quale tende invece a disgregarsi formando delle nubi. I due tempi vengono trattati perciò separatamente.

Durante il processo di *infall*, parte del gas entra a far parte del disco, mentre il gas troppo energetico lascia l'alone sotto forma di vento galattico. Di questo, solo una frazione, assunta qui essere di 0.5, viene reincorporata nella galassia.

Il gas può entrare a far parte del bulge in diversi modi: per diretto *infall* dell'alone di gas caldo, per instabilità della barra (che trasporta una frazione non trascurabile della massa del disco nel bulge, portando anche ad episodi di formazione stellare), per *merging* o attraverso il *feedback* dovuto al fatto che il disco possiede un'alta densità superficiale, tende ad avere una maggior velocità di dispersione e quindi a perdere maggiormente momento angolare.

Per quanto riguarda la formazione stellare e il *feedback* da supernovae, viene fatta una distinzione tra i sistemi "*thin*" (i dischi) e quelli "*thick*" (i bulges). Nei dischi, il tempo tipico di formazione stellare dipende dalle condizioni dell'ISM, ovvero dalla frazione e dalla densità superficiale del gas freddo, rispettivamente $f_{cold,D}$ e $\Sigma_{cold,D}$.

$$t_{*,D} = 9.1 \left(\frac{\Sigma_{cold,D}}{1M_{\odot}pc^{-2}} \right)^{-0.73} \left(\frac{f_{cold,D}}{0.1} \right)^{0.45} Gyr \quad (2.3.4)$$

Per quanto riguarda il *feedback* stellare nei dischi, la percentuale di energia di una supernova fornita all'ISM è molto bassa, mentre la maggior parte viene ricevuta direttamente dall'alone. Di questa, il quantitativo più importante risulta dall'espansione di quella che viene chiamata *super-bubble* (conseguente all'esplosione), mentre una percentuale più bassa è dovuta ai venti caldi.

L'eiezione in massa è invece causata non tanto dall'espansione della *super-bubble*, quanto dal fatto che il gas venga riscaldato e quindi si allontani verso l'alone, non essendo più trattenuto dal disco.

Considerando l'insieme dei vari fenomeni, il tasso di gas eiettato, in questo modello, è pari a quello di formazione stellare, mentre nel modello GALFORM le due quantità sono legate tramite un fattore dipendente dalla velocità del disco.

Vi è inoltre una frazione di massa che viene restituita all'ISM:

$$\dot{M}_{rs,D} = f_{rest} \dot{M}_{sf,D} \quad (2.3.5)$$

Nei bulges, invece, il tempo di formazione stellare viene descritto facendo uso della legge di Schmidt:

$$t_{*,B} = 4 \left(\frac{\Sigma_{cold,B}}{1M_{\odot}pc^{-2}} \right)^{-0.4} Gyr \quad (2.3.6)$$

dove $\Sigma_{cold,B}$ è la densità superficiale del gas freddo nel bulge.

Il tasso di formazione stellare e quello di reintegrazione del gas nell'ISM vengono descritti in modo analogo al caso dei dischi, ma a partire dall'equazione 2.3.6. Nel caso dei bulges, comunque, il tempo di formazione stellare è molto più breve, a causa della maggior densità superficiale e tutta l'energia rilasciata dell'esplosione delle supernovae viene liberata nell'ISM. Per questi motivi l'energia cinetica rilasciata è molto maggiore in questa zona della galassia che non nel disco, e c'è una certa probabilità che alcune nubi si allontanino dal bulge e dalla sua buca di potenziale.

Anche nel caso dei bulges, il tasso con cui il gas caldo viene rilasciato nell'alone è considerato pari a quello di formazione stellare.

Per quanto riguarda l'arricchimento chimico, si assume che i metalli processati si formino istantaneamente con la formazione stellare e che vengano subito rimescolati nell'ISM.

Il gas che viene accresciuto dal BH è proporzionale al tasso di formazione stellare (o più genericamente ad una sua legge di potenza). Si tratta, infatti, di gas che ha perso momento angolare ed i processi che comportano questa perdita sono legati alle supernovae e alle stelle massive.

La trattazione del *feedback* da getti è fondamentale per riprodurre la caduta esponenziale della funzione di massa, poiché si ritiene che possa efficientemente bloccare i *cooling flow*. L'efficienza con cui l'energia emessa per mezzo dei getti scalda il gas scala con la velocità circolare dell'alone:

$$f_{jet} = f_{jet,0} \left(\frac{v_c}{300Kms^{-1}} \right)^3 \quad (2.3.7)$$

L'energia eiettata nell'alone di gas caldo è:

$$E_{hw,H|jet} = \alpha f_{jet} \dot{M}_{BH} c^2 \quad (2.3.8)$$

con $\alpha = 0.1$ se $\dot{m} < 0.01$ e $\alpha = 0.01$ se $\dot{m} > 0.01$. E' risaputo infatti che l'efficienza della radiazione di AGN decresce all'aumentare del tasso di accrescimento. I venti dovuti ai quasar (il cui meccanismo è modellizzato seguendo Fontanot et al. (2006)), invece, non hanno grandi effetti sulla galassia ospite, perciò possono essere trascurati nello studio della loro evoluzione.

2.4 De Lucia e Blaizot 2007 (DLB07)

Il modello di De Lucia e Blaizot è una versione del 2007 del modello Munich. Per quanto riguarda il raffreddamento si rifà a White and Frenk (1991). Il tempo di *cooling* (r_{cool}), viene definito come:

$$t_{cool,0} = \frac{3KT_g \rho_g(r)}{2\mu m_p n_e^2(r) \Lambda(T, Z)} \quad (2.4.1)$$

con $\Lambda(T, Z)$ funzione di *cooling* di Sutherland e Dopita (1993). Il tasso di raffreddamento per il gas che si trova all'interno del raggio di *cooling* è dato da:

$$\frac{dM_{cool}}{dt} = 4\pi \rho_g(r_{cool}) r_{cool}^2 \frac{dr_{cool}}{dt} \quad (2.4.2)$$

E' stato mostrato da Viola et al. (2008), come la quantità di gas raffreddata sia sottostimata in questo modello rispetto a MORGANA, specialmente ad alto redshift. In tutti questi modelli, comunque, il raffreddamento del gas avviene solo nelle galassie centrali, mentre l'alone di gas caldo di quelle satelliti viene immediatamente sottratto. Per quanto riguarda il *merging*, in DB07, la dinamica della galassia satellite viene seguita dalle simulazioni fino al momento in cui l'alone di DM non viene distrutto. A questo punto viene assegnato un tempo di *merging* pari a:

$$\tau_{merge} = f_{fudge} \frac{1.17}{\ln \Lambda_{df}} \frac{D^2 M_{main}}{R_{vir}^2 M_{sat}} \tau_{dyn} \quad (2.4.3)$$

dove $f_{fudge} = 2$, $\ln \Lambda_{df} = 1 + \frac{M_{main}}{M_{sat}}$, M_{main} ed M_{sat} masse degli aloni di materia oscura rispettivamente della galassia centrale e di quella satellite e $\tau_{dyn} = 0.1/H(z)$, tempo dinamico dell'alone, indipendente dalla sua massa.

Il tasso di formazione stellare quiescente è descritto dalla seguente equazione:

$$\psi = \alpha M_{cold} / t_{dyn} \quad (2.4.4)$$

dove l'efficienza α non è la medesima in tutti i casi, ma varia a seconda della velocità circolare della galassia v_{vir} :

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{v_{vir}}{200 \text{ Km/s}} \right)^n \quad (2.4.5)$$

Legato alla formazione stellare vi è poi il *feedback* stellare, che porta ad un riscaldamento del gas pari a:

$$\Delta M_{reheat} = 4/3\varepsilon \frac{\eta_{SN} E_{SN}}{v_{vir}^2} \Delta M_{star} \quad (2.4.6)$$

dove η_{SN} è la frazione di supernovae per massa solare formata e E_{SN} è l'energia rilasciata da ogni esplosione.

Nelle galassie centrali, una parte del gas che viene riscaldato può successivamente raffreddarsi e dar luogo ancora una volta a formazione stellare; un'altra parte viene invece eiettato nell'alone e può successivamente essere reincorporato. Nel caso delle galassie satelliti questo rappresenta la totalità del gas riscaldato.

La quantità ΔM_{back} che viene reincorporata nell'intervallo di tempo Δt è:

$$\Delta M_{back} = \gamma M_{eject} \frac{V_{vir}}{M_{vir}} \Delta t \quad (2.4.7)$$

dove M_{eject} è la massa del gas eiettato e V_{vir} e M_{vir} sono velocità viriale e massa dell'alone.

2.5 Tabella riassuntiva

	M13	MORGANA	DLB07
Cosmologia	$h_{100} = 0.73, \Omega_\Lambda = 0.75, \Omega_m = 0.25$ Kennicutt	$h_{100} = 0.72, \Omega_\Lambda = 0.76, \Omega_m = 0.24$ Chabrier	$h_{100} = 0.73, \Omega_\Lambda = 0.75, \Omega_m = 0.25$ Chabrier
IMF	$t_{cool} = 3/2 \frac{1}{\mu m_H} \frac{kT_{gas}}{\rho_{gas}(r) \Lambda T_{gas}}$ Λ di Sutherland and Dopita r_{cool} fisso dopo merging gas si raffredda fino al minore tra r_{cool} ed r_{ff}	Viola et al. (2000) $t_{cool,0} = \frac{3KT_g(r_{cool})\mu_{hot}m_p}{2\rho_{g,0}(\Lambda_{cool}^1 + heat)}$ considera anche feedback Λ di Sutherland and Dopita r_{cool} ricalcolato ad ogni step separato da r_{ff}	White e Frank(1991) $t_{cool,0} = \frac{3KT_g \rho_g(r)}{2\mu m_p n_e^2(r) \Lambda(T,D)}$ Λ di Sutherland and Dopita $\frac{dM_{cool}}{dt} = 4\pi \rho_g(r_{cool}) r^2 \frac{dr_{cool}}{dt}$ raffreddamento ad alto z minore di a Fontanot
Star Formation	tempo di SF dipende da velocità alone	$t_{*,D} = 9.1 \left(\frac{\Sigma_{cold,D}}{1 M_\odot pc^{-2}} \right)^{-0.73} \left(\frac{f_{cold,D}}{0.1} \right)^{0.45} Gyr$ $t_{*,B} = 4 \left(\frac{\Sigma_{cold,B}}{1 M_\odot pc^{-2}} \right)^{-0.4} Gyr$	$M_{crit} = 3.8 \times 10^9 \frac{v_{vir}}{200 Km/s} \frac{r_{disk}}{10 Kpc} M_\odot$
Sintesi Popolazioni Stellari	Bruzual and Charlot (2003)	Bruzual and Charlot (2003)	Bruzual and Charlot (2003)
Ejection	$\dot{M}_{eject} = \left(\frac{v_{disk}}{v_{hot}} \right)^{-\alpha_{hot} \psi}$	pari alla formazione stellare	nelle galassie satelliti è tutto eiettato altrimenti, una parte va in fase calda
Reheating	Benson(2003) $10^{14} \times 0.18 \left(\frac{v_{hot}}{300 Km/s} - 1 \right)^2 erg/M_\odot$	la maggior parte dell'energia eiettata nell'alone è dovuta al gas riscaldato	$\Delta M_{reheat} = 4/3 \epsilon \frac{\eta_{SN} E_{SN}}{v_{vir}^2} \Delta M_{star}$
Reincorporation	gas con energia minore della buca di potenziale		$\Delta M_{back} = \gamma M_{eject} \frac{V_{vir}}{M_{vir}} \Delta t$
AGN radio mode	disattiva <i>cooling flow</i> in aloni massivi	efficienza scala con velocità alone	dalle riserve di gas freddo
AGN quasar mode	—	Fontanot et al. (2006)	dovuto ad accrescimento di gas freddo + venti
Ram pressure Stripping e frizione dinamica	Font (2008) inibisce SF a lungo termine in galassie satelliti	Taffoni et al. (2003)	

	G13	H13	H14
Cosmologia	$h_{100} = 0.673, \Omega_{\Lambda} = 0.685,$ $\Omega_m = 0.315$	$h_{100} = 0.673, \Omega_{\Lambda} = 0.685,$ $\Omega_m = 0.315$	$h_{100} = 0.673, \Omega_{\Lambda} = 0.685,$ $\Omega_m = 0.315$
IMF	Chabrier	Chabrier	Chabrier
Cooling	$t_{cool} = \frac{3\mu m_H k T_{200c}}{2\rho_{hot}(\gamma)\Lambda(T_{hot}Z_{hot})}$ A di Sutherland and Dopita $\dot{M}_{cool} = M_{hot} \frac{R_{cool}}{R_{200c}} \frac{1}{t_{dyn,h}}$ SE $\tau_{cool} < \tau_{vir}$ $\dot{M}_{cool} = M_{hot} \frac{1}{t_{dyn,h}}$ altrimenti	$t_{cool} = \frac{3\mu m_H k T_{200c}}{2\rho_{hot}(\gamma)\Lambda(T_{hot}Z_{hot})}$ A di Sutherland and Dopita $\dot{M}_{cool} = M_{hot} \frac{R_{cool}}{R_{200c}} \frac{1}{t_{dyn,h}}$ SE $\tau_{cool} < \tau_{vir}$ $\dot{M}_{cool} = M_{hot} \frac{1}{t_{dyn,h}}$ altrimenti	$t_{cool} = \frac{3\mu m_H k T_{200c}}{2\rho_{hot}(\gamma)\Lambda(T_{hot}Z_{hot})}$ A di Sutherland and Dopita $\dot{M}_{cool} = M_{hot} \frac{R_{cool}}{R_{200c}} \frac{1}{t_{dyn,h}}$ SE $\tau_{cool} < \tau_{vir}$ $\dot{M}_{cool} = M_{hot} \frac{1}{t_{dyn,h}}$ altrimenti
Star Formation	$M_{crit} = 3.8 \times 10^9 \times$ $(\frac{V_{200c}}{200km\ s^{-1}})(\frac{R_{gas}}{10pc})M_{\odot}$	$M_{crit} = 3.8 \times 10^9 \times$ $(\frac{V_{200c}}{200km\ s^{-1}})(\frac{R_{gas}}{10pc})M_{\odot}$	$M_{crit} = 2.6 \times 10^9 \times$ $(\frac{V_{200c}}{200km\ s^{-1}})(\frac{R_{gas}}{10pc})M_{\odot}$ aumenta SF in galassie poco massive
Sintesi Popolazioni Stellari	Maraston (2005)	Maraston (2005)	Maraston (2005)
Ejection	$1/2\Delta M_{eject} v^2 = \Delta E_{SN} - \Delta E_{r,heat}$	$1/2\Delta M_{eject} v^2 = \Delta E_{SN} - \Delta E_{r,heat}$	$1/2\Delta M_{eject} v^2 = \Delta E_{SN} - \Delta E_{r,heat}$
Reheating	$\Delta M_{reheat} = \epsilon_{reheat} \Delta M_{SF}$	$\Delta M_{reheat} = \epsilon_{reheat} \Delta M_{SF}$	$\Delta M_{reheat} = \epsilon_{reheat} \Delta M_{SF}$
Reincorporation	$M_{reinc} = \frac{M_{eje}}{t_{reinc}}$ $t_{reinc} = \frac{1}{\gamma} t_{dyn,h} \frac{200Km/s}{V_{200c}}$	$M_{reinc} = \frac{M_{eje}}{t_{reinc}}$ $t_{reinc} = -\gamma' \frac{10^{10} M_{\odot}}{M_{200c}}$ ritardata SF nelle poco massive	$M_{reinc} = \frac{M_{eje}}{t_{reinc}}$ $t_{reinc} = -\gamma' \frac{10^{10} M_{\odot}}{M_{200c}}$ ritardata SF nelle poco massive
AGN radio mode	Croton (2006), dipende da $H(z)$	$\dot{M}_{BH} = k_{AGN} \left(\frac{M_{hot}}{10^{11} M_{\odot}}\right) \left(\frac{M_{BH}}{10^8 M_{\odot}}\right)$ blocca di più SF in galassie massive a basso z	$\dot{M}_{BH} = k_{AGN} \left(\frac{M_{hot}}{10^{11} M_{\odot}}\right) \left(\frac{M_{BH}}{10^8 M_{\odot}}\right)$ blocca di più SF in galassie massive a basso z
AGN quasar mode	dovuto a merging di BH	dovuto a merging di BH	dovuto a merging di BH
Ram pressure Stripping e frizione dinamica	RPS presente ovunque galassie in gruppi poco massivi continuano SF per 2Gyr	RPS solo in gruppi massivi galassie in gruppi poco massivi continuano SF per 5Gyr	come H13

2.6 I cataloghi simulati (mock)

Modelli fisici come quelli descritti nelle sezioni precedenti, attraverso delle simulazioni numeriche, permettono di produrre le proprietà fondamentali delle galassie come il loro numero, la massa, la luminosità, lo SFR etc. in funzione del redshift. E' così possibile rendere disponibile l'insieme delle galassie simulate con le loro proprietà in cataloghi (mock), che da una parte consentono un confronto con i dati empirici esistenti e dall'altra permettono di prevedere i risultati delle osservazioni di una determinata *survey*. Merson et al. (2013) spiegano come si crea un catalogo mock di una popolazione di galassie, basandosi su un modello o su dati empirici e mostrano come queste galassie vengano poi inserite all'interno di un volume cosmologico e vi vengano applicate le funzioni di selezione proprie della *survey* per la quale il catalogo è stato creato.

In questo processo, innanzitutto devono essere simulati gli aloni di materia oscura (DM) e, allo scopo, ci si avvale spesso di simulazioni N-body, che prendono in considerazione la sola gravità e consentono una buona risoluzione spaziale.

Dopo questa operazione, il procedimento attraverso cui gli aloni di DM vengono popolati dalle galassie varia da catalogo a catalogo: ci si può basare su statistiche empiriche oppure usare simulazioni di tipo idrodinamico o semi-analitico. Questo processo genera delle box ad un determinato redshift-tempo cosmologico.

La seconda operazione da compiere è la generazione di un volume cosmologico, operazione che richiede la creazione di diverse repliche di una box, affinché queste possano ricoprire un volume sufficiente, senza perdere in risoluzione. E' inoltre necessario eseguire più simulazioni a diversi tempi cosmici, in modo da poter seguire l'evoluzione delle proprietà delle galassie, elemento indispensabile nel caso di *survey* profonde, che ricoprono un intervallo di redshift non trascurabile.

Per simulare quindi la formazione e l'evoluzione della componente barionica delle galassie, il catalogo deve prendere in considerazione una specifica modellizzazione dei vari processi fisici che entrano in gioco, a partire dal raffreddamento del gas, che stabilisce il tasso con cui il materiale diventa disponibile per la formazione stellare, fino ad arrivare ai diversi processi di *feedback* ed alle interazioni tra galassie.

La trattazione delle varie concause dell'evoluzione richiede di stabilire il valore di alcuni parametri liberi, che viene individuato nella maggior parte dei casi al fine di riprodurre adeguatamente le osservazioni dell'universo locale. In particolare, la maggior parte dei modelli semi-analitici fissano i parametri liberi in modo da riprodurre le LF nelle bande B e K.

Infine, per poter effettuare previsioni sulle osservazioni della *survey* considerata, sarà necessario applicare la magnitudine limite adeguata e sottoporre il catalogo ai suoi stessi criteri di selezione.

L'output di questa serie di operazioni è dunque un catalogo di galassie simulate, di cui sono determinate una serie di proprietà, utili sia per confronti statistici con i dati osservativi, volti a rispondere agli interrogativi sulla validità del modello, sia per effettuare previsioni sull'esito delle stesse osservazioni della *survey*.

Capitolo 3

Determinazione (MF) per un catalogo di galassie

La funzione di massa è il numero di galassie per intervallo di massa per unità di volume comovente al variare della massa stellare. Se si è a conoscenza della massa delle galassie (osservate o simulate) in un certo volume comovente, è possibile ricavare la funzione di massa contando le galassie all'interno di ogni intervallo di massa $\log M - \log M + d\log M$, dividendolo per $d\log M$ e per il volume comovente.

In questo capitolo viene descritto come, partendo da un catalogo di galassie, viene determinata la funzione di massa.

E' stato innanzitutto sviluppato un programma che, dato un catalogo, ne estraesse la funzione di massa a diversi intervalli di redshift. I file che vengono letti dal programma devono contenere le informazioni sul redshift delle galassie del campione e la loro massa stellare in unità di M_\odot/h . Il programma chiede in input alcuni parametri cosmologici quali h_{100} , Ω_Λ e Ω_m , l'angolo solido del *lightcone* in gradi quadrati, il fattore di conversione delle masse per passare dall'IMF di partenza a quella di output, l'ampiezza degli intervalli di massa, e di quelli di redshift a cui devono essere calcolate le funzioni di massa. Il programma per il calcolo della funzione di massa restituisce in output tanti file quanti intervalli di redshift richiesti, con logaritmo della funzione di massa ed errore associato per ogni intervallo di massa considerato.

3.1 Il volume comovente

Essendo la MF la densità di galassie per unità di massa e volume comovente, è stato necessario costruire una funzione che calcoli il volume comovente per ogni intervallo di redshift. L'elemento di volume comovente tra z e $z + \Delta z$ è dato da (Hogg et al. (2000)):

$$dV_c = D_H \frac{(1+z)^2 D_A^2}{E(z)} d\Omega dz \quad (3.1.1)$$

dove $D_H = \frac{c}{H_0}$, $D_A = D_L/(1+z)^2$ (con D_L distanza di luminosità) e, in un universo piatto:

$$E(z) \equiv \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} \quad (3.1.2)$$

La funzione all'interno del programma, dedicata al calcolo dell'elemento di volume comovente, necessita quindi prima di tutto del calcolo della distanza di luminosità, espressa dalla formula:

$$(1+z) \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad (3.1.3)$$

avvalendosi del metodo di integrazione di Cavalieri-Smith. In questo modo, la funzione è in grado di calcolare l'elemento di volume comovente, conoscendo la cosmologia del modello e l'angolo solido del *lightcone* ($d\Omega$). Questa funzione viene richiamata dal programma nel calcolo del volume, procedendo ad un'ulteriore integrazione di Cavalieri-Simpson. Durante le due integrazioni si è scelto di dividere l'intervallo in un numero di elementi tale per cui il valore dell'integrale fosse sufficientemente stabile.

3.2 Struttura del programma

3.2.1 Lettura del file

Il file che viene letto dal programma deve contenere nella seconda colonna il valore del redshift e nella terza il valore della massa in unità di M_\odot/h . Poiché il contenuto delle colonne è fissato ed ha precise unità di misura, avendo cataloghi strutturati originariamente in modo diverso, è stato necessario procedere alla lettura dei cataloghi in modo separato con differenti programmi di lettura.

Durante la procedura di lettura vengono quindi creati due vettori contenenti rispettivamente il redshift e la massa in unità di M_\odot , dividendo per il valore di h_{100} proprio della cosmologia del modello. Il file di lettura ha anche il compito di effettuare delle selezioni sul catalogo, scrivendo dei file (da elaborare poi attraverso il programma per il calcolo delle funzioni di massa) contenenti solo le galassie con certe caratteristiche. In particolare, vengono letti anche lo SFR e le magnitudini nelle bande J, H, K ed I.

In questo modo è possibile impostare la magnitudine limite, in vista di un corretto confronto con le osservazioni di una data *survey*, e dividere le galassie *star-forming* da quelle quiescenti, selezionate in base a criteri di sSFR o di colore, per discernere le loro caratteristiche.

3.2.2 Calcolo della MF

Per ogni intervallo di redshift di grandezza fissata, il programma effettua un calcolo del volume comovente richiamando la funzione ed integrando, creando così un vettore che contenga il volume comovente per ogni intervallo da z_{min} sino a z_{max} .

Successivamente, il programma elabora il fattore di conversione delle masse per passare dalla IMF iniziale del modello a quella necessaria come output (tipicamente la stessa delle osservazioni di riferimento con cui il modello deve essere confrontato), moltiplicando il fattore di conversione tra la IMF iniziale e quella di Salpeter con quello tra quest'ultima e quella finale. Tale fattore verrà utilizzato per moltiplicare gli elementi del vettore delle masse e creare così il vettore delle masse corrette.

Il programma, attraverso i vettori estratti durante la procedura di lettura, per ogni intervallo di z scrive un file in output. Per far questo effettua un conteggio delle galassie aventi redshift compreso in dato intervallo e contemporaneamente massa compresa tra

M e $M + \Delta M$, con M (espressa in $\log(M/M_\odot)$), da $\log(M/M_\odot) = 5$ a $\log(M/M_\odot) = 12.5$. E' stato sempre utilizzato come intervallo logaritmico di massa 0.1 dex.

Per ottenere la MF è necessario dividere il numero di galassie ottenuto per il volume comovente e per l'intervallo di massa, ottenendo:

$$\Phi = \sum_{j=1}^N \frac{1}{V} / d\log M$$

Nel file di output viene salvato il logaritmo di questa quantità ($\log(\Phi[\text{gal}/Mpc^3/\text{dex}])$).

Affinché la funzione di massa (o di luminosità) abbia una maggior completezza, sarebbe necessario che essa venisse calcolata nel modo seguente:

$$\Phi = \sum_{j=1}^N \frac{1}{V_{max}^j(M)} / d\log M$$

dove $V_{max}^j(M)$ è il volume massimo al quale una galassia j di magnitudine M risulta visibile, dato il limite osservativo (in magnitudine) di un campione. La sommatoria prende in considerazione tutte le galassie del campione nell'intervallo logaritmico $\log M - \log M + d\log M$. Calcolando la funzione di massa in questo modo, la completezza della funzione stessa si estende anche a masse minori e ciò permette di ampliare lo studio sulla MF, ma per far questo è necessario conoscere il redshift massimo (z_{max}) a cui le galassie di una certa magnitudine risultano visibili. In questo lavoro non si è adottato il metodo sopracitato, in quanto ci si focalizza sullo studio delle galassie di grande massa, sopra il limite di completezza.

3.2.3 Calcolo dell'errore

Il programma descritto nella sezione precedente determina anche il valore dell'errore associato alla MF per ogni intervallo di massa. Seguendo la Tesi di dottorato di Micol Bolzonella, l'errore sulla funzione di luminosità si può trovare considerando l'errore poissoniano:

$$\sigma_\Phi = \frac{\Phi_M}{\sqrt{N_M}} \simeq \left[\sum_i \frac{1}{V_{max}^2(M_i)} \right]^{1/2} / d\log M \quad (3.2.1)$$

dove V_{max} è il massimo volume comovente a cui la galassia di magnitudine M_i rimane osservabile. In questo lavoro è stato considerato, per ricavare l'errore sulla funzione di massa, il volume comovente come V_{max} , e si è sommato su tutti gli intervalli di massa, estraendone poi la radice. L'errore sul logaritmo della funzione sarà quindi dato da:

$$\log(\Phi + \sigma_\Phi) - \log(\Phi) \quad (3.2.2)$$

per quanto riguarda la barra d'errore superiore e da:

$$\log(\Phi) - \log(\Phi - \sigma_\Phi) \quad (3.2.3)$$

per quella inferiore.

3.3 La convoluzione della MF con l'errore in massa

Per tener conto dell'errore sulla massa tipico delle osservazioni, è necessaria, per un confronto più diretto con i dati, la convoluzione della funzione di massa con una gaussiana. La scelta del valore di $\sigma_{\log(M/M_{\odot})}$ è ricaduta su 0.2 dex, in quanto errore tipico per la determinazione della massa stellare, frequente in letteratura (Cattaneo et al. 2006, Bower et al. 2012, Fontana et al. 2004, Pozzetti et al. 2007), come suggerito anche da Ilbert et al. 2013.

E' stato quindi creato un programma che, ricevendo in input uno dei file di output del programma per determinare la MF, la convolvesse con una gaussiana e scrivesse a sua volta un file di output contenente massa, logaritmo della Φ , logaritmo della Φ convoluta, errore relativo alla Φ ed errore relativo alla Φ convoluta.

Il primo passo che esegue il programma è quello di costruire una gaussiana di σ data; è stata considerata una $\sigma_{\log(M/M_{\odot})} = 0.2$, che rappresenta l'errore tipico sul logaritmo della massa che si ha durante le osservazioni. La costruzione della gaussiana avviene tramite la creazione di un vettore contenente i valori della gaussiana normalizzata centrata a 0, in un range di valori pari alla differenza tra il massimo e il minimo valore di massa con dimensione dell'intervallo pari a quella della MF da convolvere. L'algoritmo quindi convolve ogni valore della MF con la gaussiana centrata sulla relativa massa, creando così un nuovo vettore per la Φ convoluta, che si estende per altri 5 valori di massa, per tener conto dell'effetto della convoluzione sulle grandi masse.

$$\Phi_{conv,i} = \sum_{j=0}^n [\Phi_j * P(i-j)] \quad (3.3.1)$$

dove $P(i-j)$ è il valore della componente $i-j$ della gaussiana normalizzata, considerando come $P(0)$ il suo valor medio e n è il numero di valori di massa considerati. Gli errori sulla MF convoluta sono stati calcolati similmente a quelli relativi alla MF non convoluta, come spiegato in precedenza (Sec. 3.2.3).

3.4 La massa limite

Nel caso il cui vi sia un flusso limite, e quindi una magnitudine limite fissata, dovuta alla strumentazione, o, nel caso delle simulazioni, alle caratteristiche della *survey* riprodotta, la MF ottenuta avrà una completezza sempre minore al diminuire della massa, poiché un quantitativo sempre maggiore di galassie non si rileva, avendo un flusso inferiore alla soglia limite.

La massa a cui la funzione può considerarsi completa dipende sia dal redshift che dal rapporto M/L stellare, che a sua volta dipende dal colore delle galassie. Per identificare questo limite in massa (M_{min}) delle varie funzioni di massa che sono state calcolate, è stato seguito il metodo proposto da Pozzetti et al. (2010), quello cioè di calcolare per ogni galassia la sua massa limite (M_{lim}), che rappresenta la massa che avrebbe se la sua magnitudine equivalesse a quella limite della *survey*, ovvero la massa minore che potrebbe avere per risultare ancora visibile. Essa è data da:

$$\log(M_{lim}) = \log(M) + 0.4(mag - mag_{lim}) \quad (3.4.1)$$

dove mag è la magnitudine della galassia in esame nella banda in cui è espresso il flusso limite, mentre mag_{lim} la magnitudine limite nella stessa banda. E' chiaro che questa quantità sarà sempre inferiore alla massa stellare della galassia. Calcolando le masse limite di tutte le galassie per ogni intervallo di redshift, si ottiene una distribuzione che riflette quella del rapporto M/L.

Un valore rappresentativo del limite di completezza della MF può essere ricavato considerando le masse limite del 20% meno luminoso delle galassie per ogni intervallo di redshift per avere una stima ragionevole del rapporto M/L delle galassie che contribuiscono alla MF vicino alla massa limite. In tal modo, M_{min} è data dal limite superiore di una certa percentuale delle masse limite di queste galassie. Il valore di tale percentuale verrà discusso nel paragrafo seguente e varia tipicamente dal 90% al 99%. Si ottengono in questo modo i valori di $M_{min}(z)$, relativi ad ogni intervallo di redshift. E' chiaro che questo limite in massa aumenta all'aumentare di z , poiché le galassie con magnitudine apparente vicina a quella limite, avranno una luminosità (e quindi tipicamente una massa) via via superiore.

Per il calcolo della massa limite è stato sviluppato un programma in C++ che, dato un intervallo di z , leggesse i cataloghi simulati costruendo i vettori relativi a massa, redshift e magnitudine in una certa banda spettrale (corrispondente a quella di cui si ha il flusso limite della *survey*) ed estraesse il 20% delle galassie con magnitudine più alta. Il programma ha come output il redshift, la massa stellare (espressa in M/M_{\odot}), la magnitudine e la massa limite di questo 20% delle galassie. Per identificare questa percentuale di galassie più deboli, il programma si avvale di un algoritmo di *Bubble Sort*, ordinando i quattro vettori creati in ordine decrescente di magnitudine e scrivendo nel file di output il 20% di questo.

E' stato poi sviluppato un altro programma per effettuare un altro *sorting*, questa volta sulle masse limite in modo da identificare il 99% inferiore di queste. Quest'ultimo programma restituisce in output il redshift e la massa limite maggiore del 99% identificato. Questa percentuale è stata scelta per tener conto di possibili piccole dispersioni nei valori. Nei cataloghi simulati, che contengono milioni di galassie e quindi un'abbondante statistica, è possibile considerare una percentuale così alta; viceversa, è

stata impostata la percentuale al 90% nel caso delle selezioni limitate dal flusso, nelle quali il numero di galassie diventa più ristretto.

3.5 Stima della massa limite

In questa sezione viene mostrato come varia la massa limite al variare del redshift per i cataloghi mock di M13 e H14. I grafici mostrati nelle Fig. 3.1 e 3.3 si riferiscono alla massa limite al 99% nel caso dei due cataloghi analizzati.

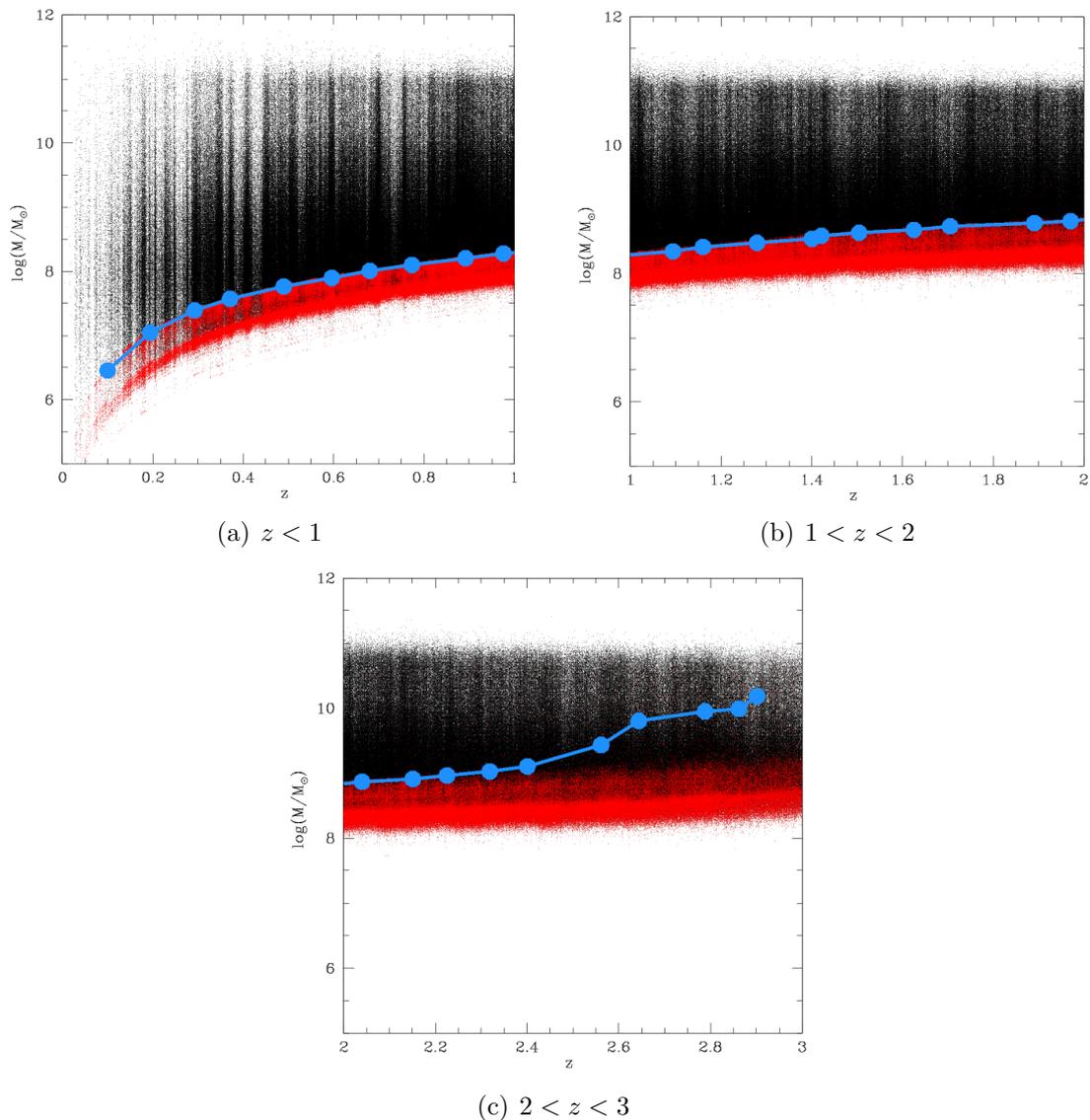
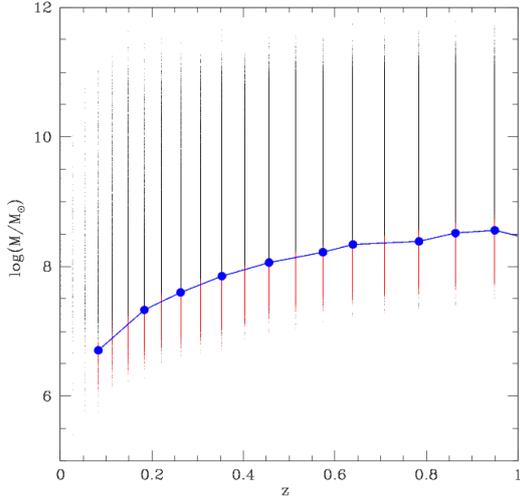
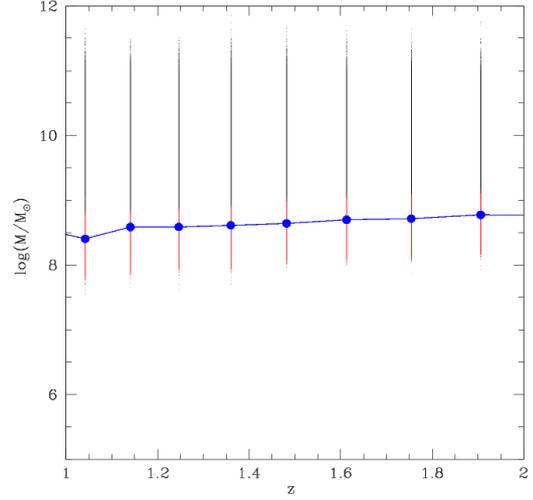


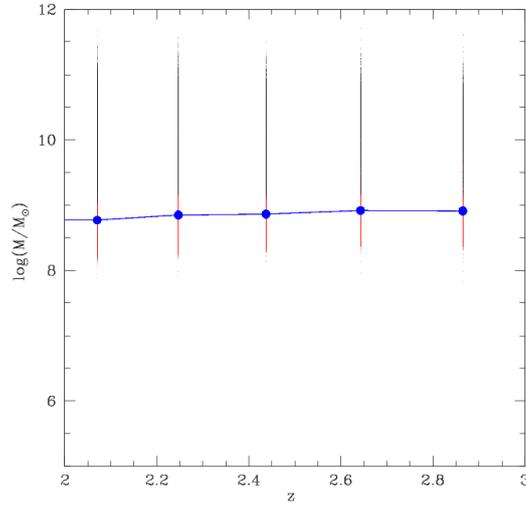
Figura 3.1: Massa limite in intervalli di z di 0.1 per il catalogo di M13. In nero le masse stellari delle galassie di tutto il catalogo e in rosso la massa limite del 20% meno brillante. In blu è visualizzata, per ogni intervallo di redshift, la massa minima relativa al limite in magnitudine $H < 27$, alla quale la MF può essere considerata completa, al 99%, ottenuta come da testo.



(a) $z < 1$



(b) $1 < z < 2$



(c) $2 < z < 3$

Figura 3.3: Massa limite in intervalli di z di 0.1 per il catalogo di H14. In nero le masse stellari delle galassie di tutto il catalogo e in rosso la massa limite del 20% meno brillante. In blu è visualizzata, per ogni intervallo di redshift, la massa minima, relativa al limite in magnitudine $H < 26$, alla quale la MF può essere considerata completa, al 99%, ottenuta come da testo.

si mantiene più bassa anche ad alto redshift.

3.6 Influenza dei parametri cosmologici e della IMF

Per rendere possibile un confronto tra le MF derivate dai diversi modelli, è necessario uniformarle ad una stessa cosmologia e ad una IMF comune. Sono stati fatti dei confronti tra le MF dei cataloghi di M13 e di H14 con la cosmologia originale e quelle che si ottengono variando alcuni o tutti i parametri cosmologici in base a quelli utilizzati più di frequente nei dati osservativi.

Come esempio, nella Fig. 3.4, sono mostrate la MF di M13 con la cosmologia originale e quella dello stesso modello con i parametri cosmologici utilizzati nella maggior parte dei confronti con le osservazioni.

Il cambiamento di Ω_Λ , Ω_m e h_{100} va a influenzare da una parte il calcolo del volume comovente, dall'altra massa stellare, che nei cataloghi viene espressa in unità di M_\odot/h_{100} . Una galassia sarà dunque considerata di massa maggiore qualora il valore di h_{100} sia inferiore. Dai confronti, si nota che una piccola variazione di questi parametri (come è stato fatto in questo lavoro) influisce solo in maniera molto esigua sulla MF.

Un altro aspetto su cui intervenire per procedere ai confronti, sia tra i modelli che tra modelli ed osservazioni, è quello della IMF. La diversa pendenza della IMF determina infatti una differenza nel rapporto M/L della galassia nelle varie bande, che varia al variare del numero di nane rispetto alle giganti, che contribuiscono maggiormente alla luminosità globale. A seconda di quale sia la IMF assunta, si deducono quindi masse diverse a parità di colore e per passare da una IMF all'altra si rende necessario moltiplicare le masse stellari delle galassie per un certo fattore di conversione. Le IMF utilizzate in questo lavoro per le conversioni della MF sono:

- Salpeter: $IMF_{Salp} \propto m^{-2.35}$;
- Kennicutt '83: $IMF_{Kenn} \propto m^{-2.5}$ (per $M > 1M_\odot$); $\propto m^{-1.4}$ (per $M < 1M_\odot$).
 $M_{Salp} = 0.55M_{Kenn}$
- Chabrier: $IMF_{Cha} \propto m^{-2.3 \pm 0.3}$; $M_{Cha} = 1.65M_{Salp}$
- Kroupa: $IMF_{Kro} \propto m^{-2.3}$ (per $M > 0.5M_\odot$); $\propto m^{-1.3}$ (per $M < 0.5M_\odot$).
 $M_{Salp} = 0.43M_{Kro}$
- Diet Salpeter: $M_{DS} = 0.7M_{Salp}$

Quindi, ad esempio, per il modello M13 si è passati dall'originale IMF di Kennicutt '83 a quella di Chabrier, utilizzata dal modello di H14 nonché nella maggior parte dei dati osservativi. Per effettuare questo passaggio è stato quindi necessario applicare due fattori moltiplicativi, per passare dalla IMF di Kennicutt a quella di Salpeter e poi da questa a quella di Chabrier. E' stato poi eseguito un confronto tra le MF estratte dal catalogo considerando la IMF originale e quelle convertite, notando che questa procedura ha come effetto una traslazione della funzione verso le masse più alte.

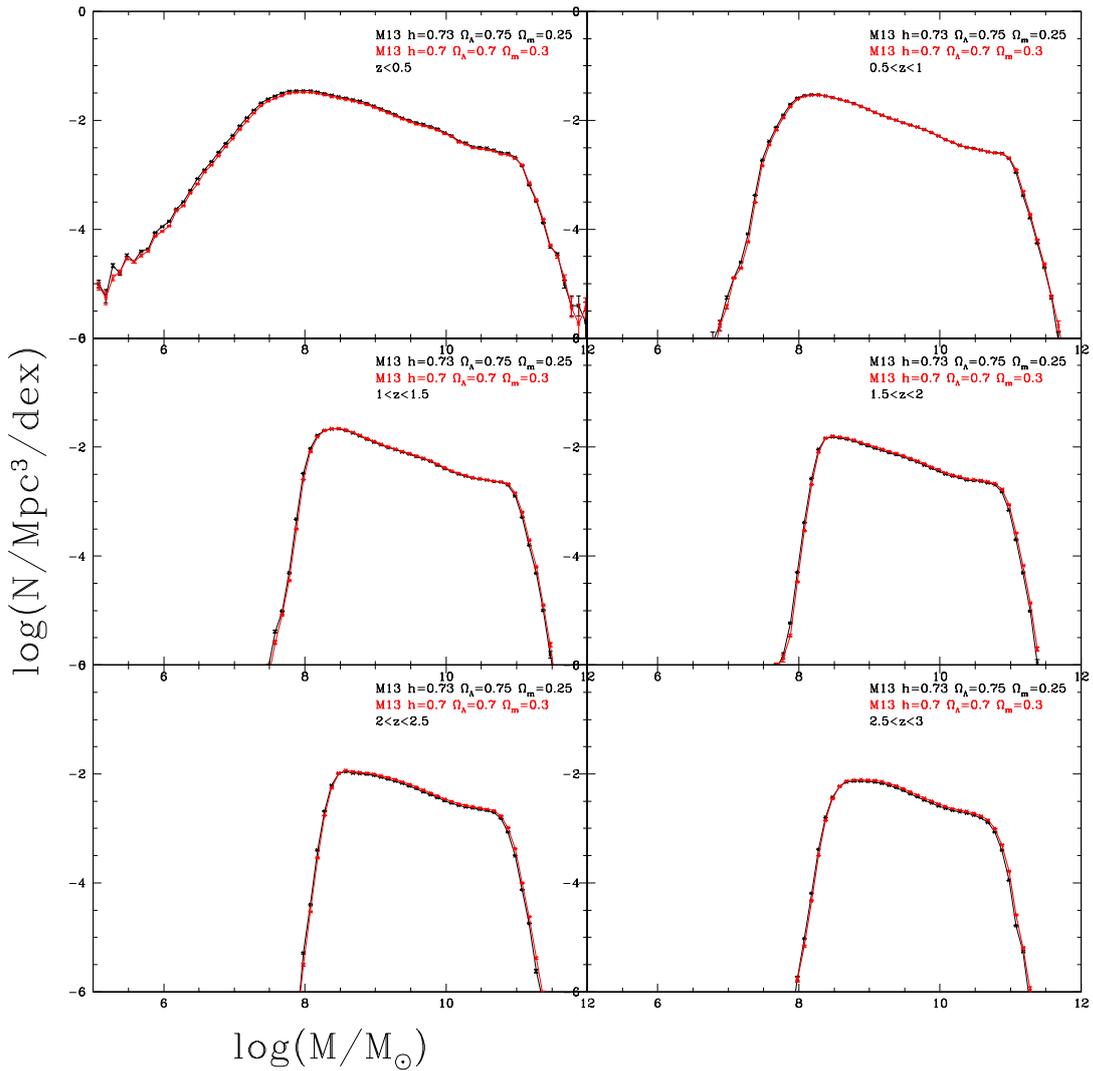


Figura 3.4: MF di M13 al variare di z con la cosmologia originale e con quella finale

Effetto del flusso limite

Per valutare gli effetti della selezione dovuta al flusso limite, sono state poi estratte le galassie del catalogo di M13 e H14 considerando un flusso limite di $H < 24$ ed è stato confrontato l'effetto di questa selezione nella MF e nella massa limite al variare di z . Si può notare che, mentre a z basso la massa limite sembra coincidere con la decrescita della MF a masse basse, a z maggiore questa si sposta a masse sempre più alte rispetto a questo *cut-off*. E' comunque visibile dal confronto tra le funzioni di massa, una perdita di galassie a massa sempre maggiore all'aumentare del redshift nel caso del catalogo selezionato con flusso limite pari a $H < 24$ rispetto a quelli con $H < 27$ e $H < 26$ e questo si vede anche dall'innalzamento della massa limite.

Poiché una diversa magnitudine limite può avere effetti anche molto diversi a seconda della banda spettrale di riferimento, lo stesso lavoro è stato fatto per un taglio

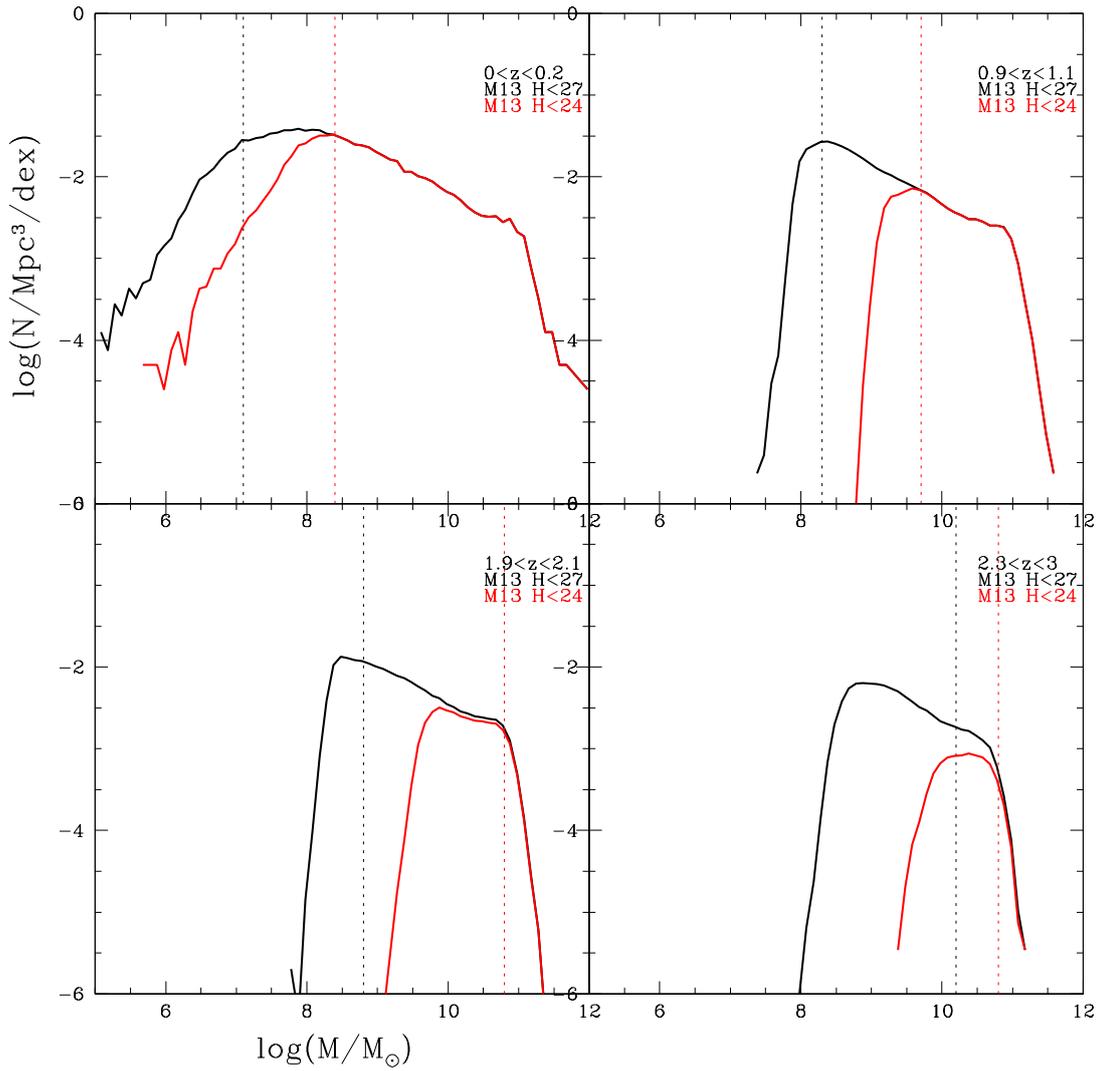


Figura 3.5: Confronto tra la MF del catalogo originale di Merson et al. 2013 e quella col taglio ad $H < 24$

in flusso pari a $I < 19.9$, che è quello proprio del campione di Maraston et al. (2013), ed i risultati sono visualizzabili nelle Fig. 3.7 e 3.8. Come si può notare, in questo caso viene perso un numero molto maggiore di galassie anche a masse elevate, soprattutto nel caso di H14. Da ciò deduciamo che in questo modello le galassie, soprattutto a $z > 0.5$ hanno generalmente flusso più debole in banda I rispetto a quanto succede in M13.

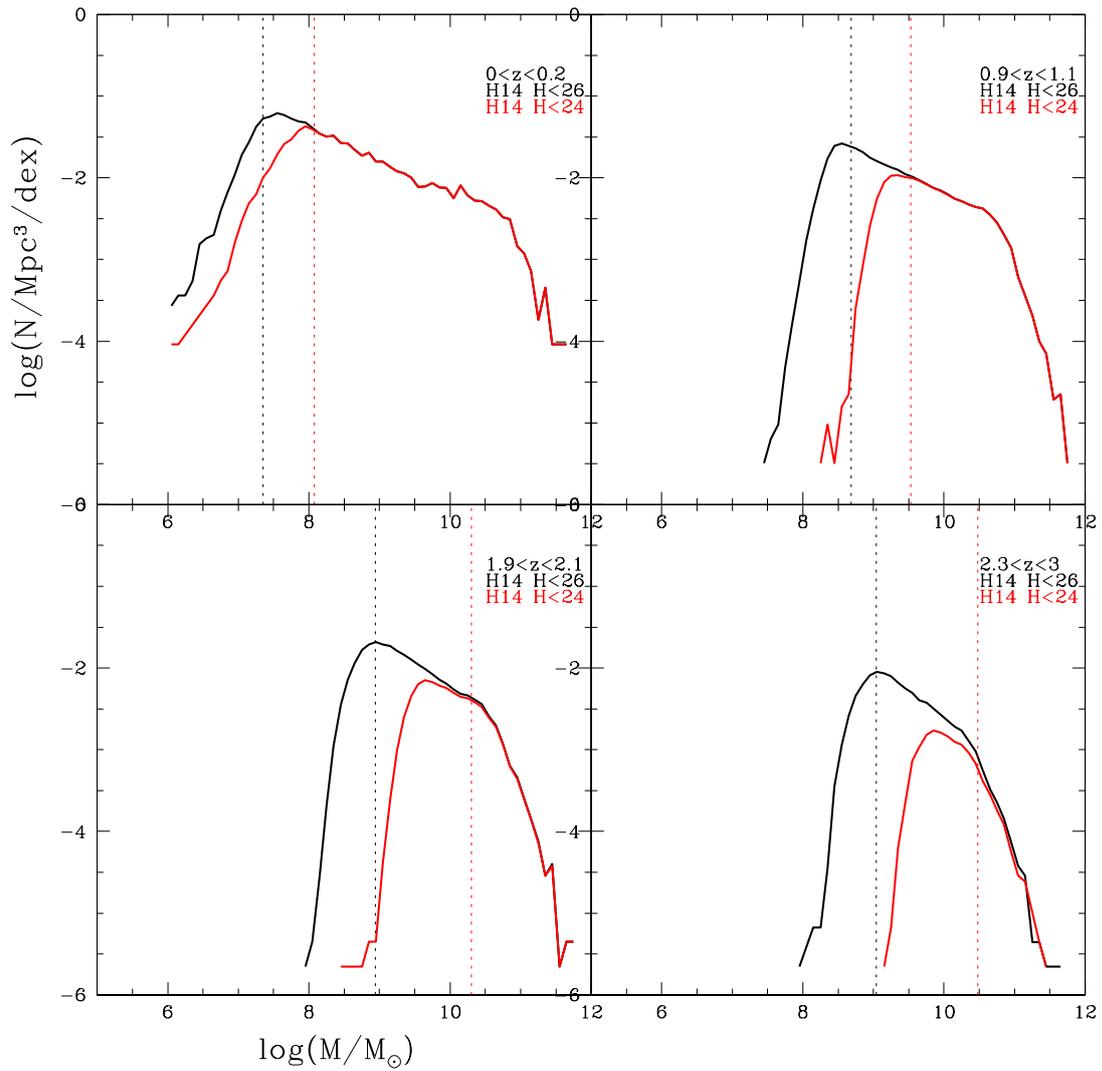


Figura 3.6: Confronto tra la MF del catalogo originale di Henriques et al. 2014 e quella col taglio ad $H < 24$

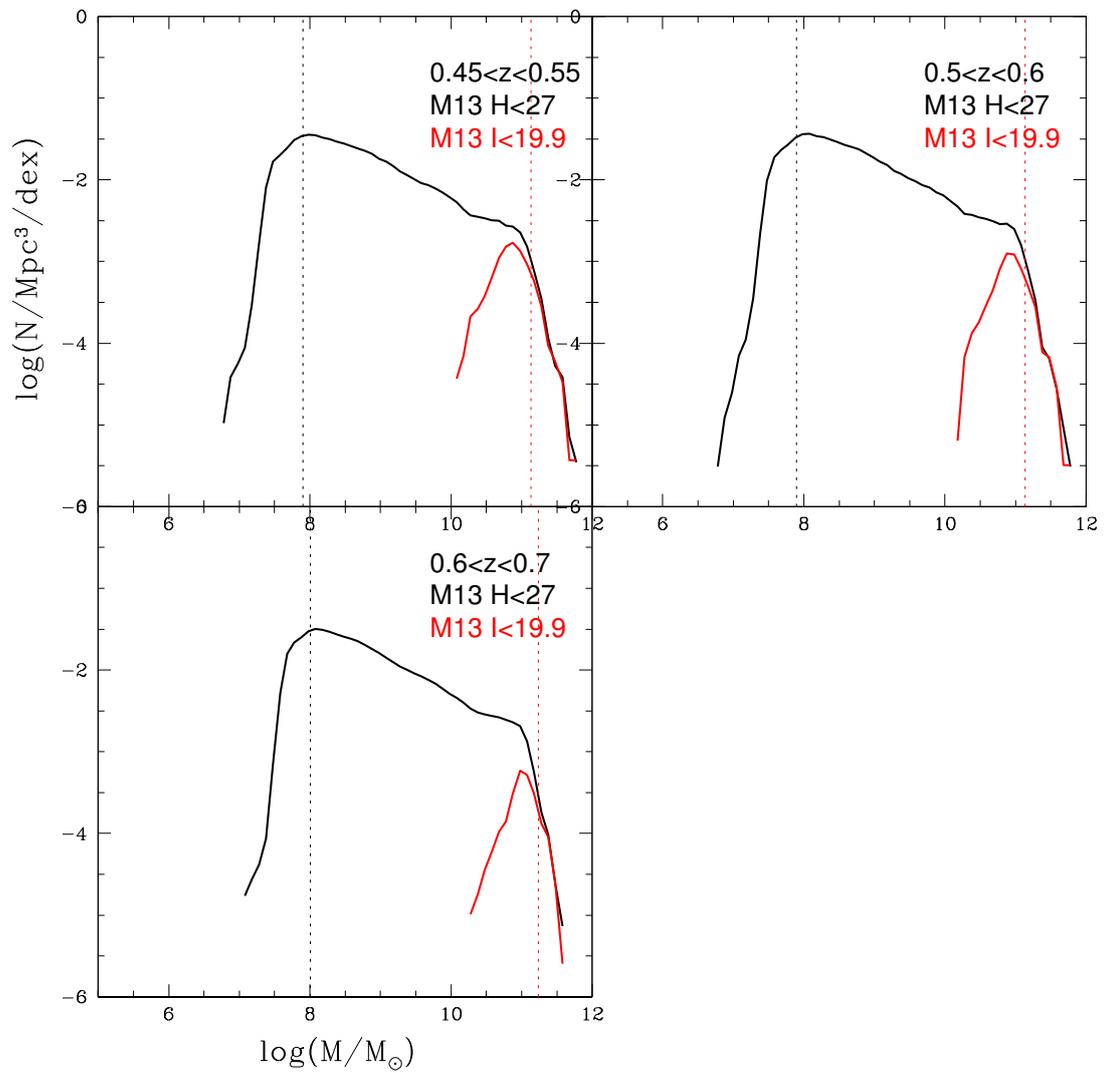


Figura 3.7: Confronto tra la MF del catalogo originale di Henriques et al. (2014) e quella col taglio ad $I < 19.9$

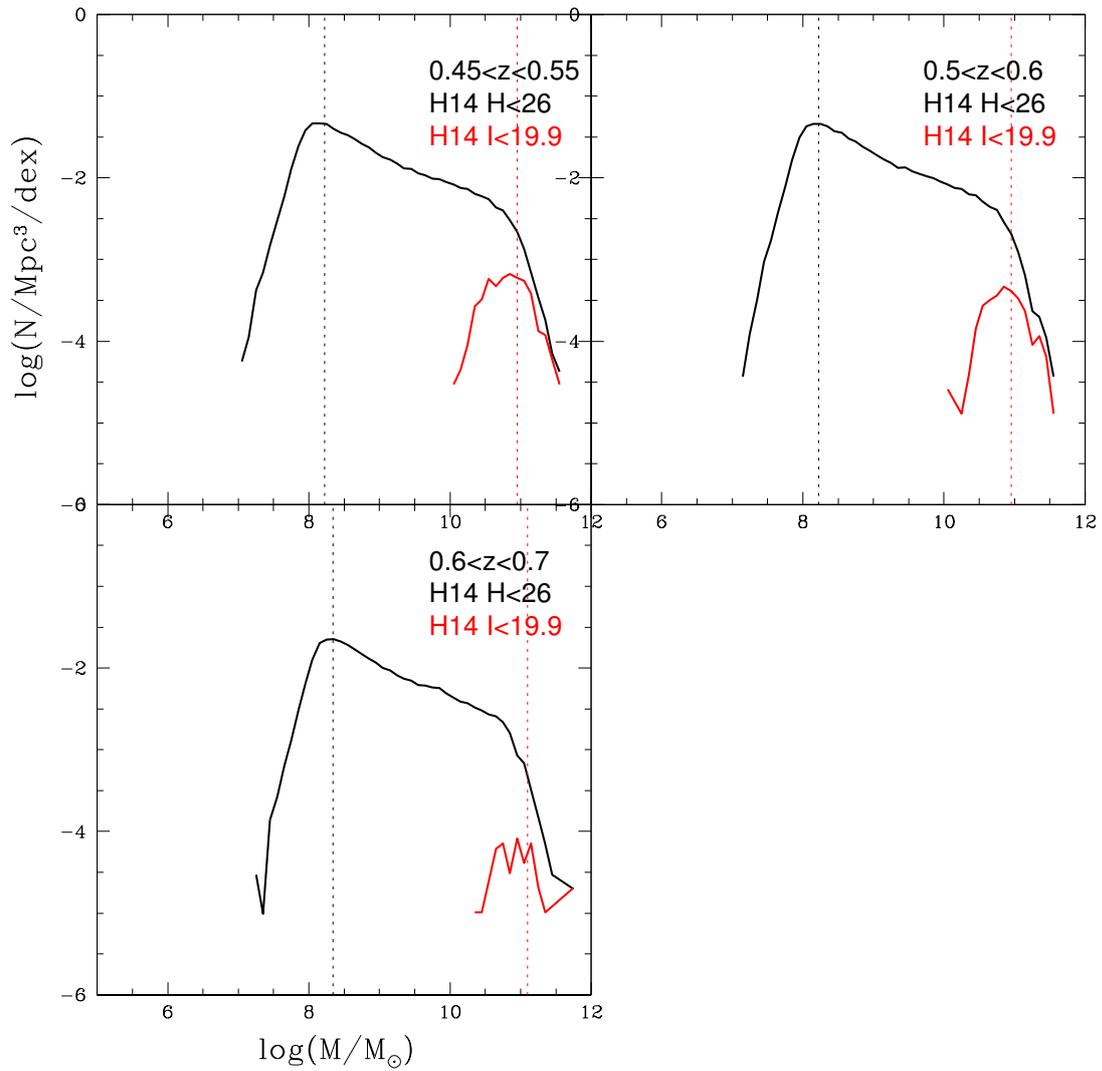


Figura 3.8: Confronto tra la MF del catalogo originale di Henriques et al. (2014) e quella col taglio ad $I < 19.9$

Capitolo 4

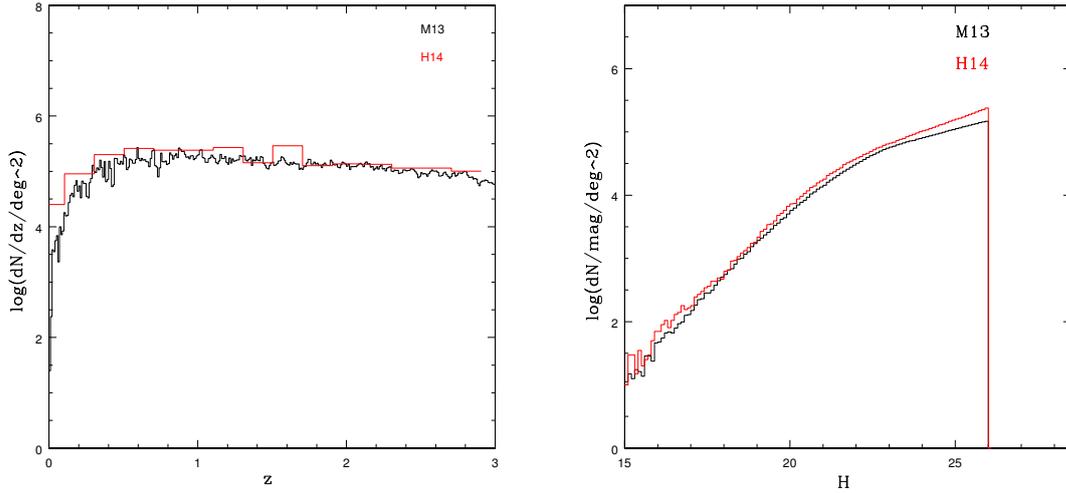
Caratteristiche ed evoluzione delle MF teoriche

4.1 Distribuzione in redshift e in magnitudine dei due campioni mock

Utilizzando il programma per il calcolo delle funzioni di massa è stato possibile ottenere dei grafici che mostrassero la variazione della MF a diversi z per alcuni cataloghi simulati (Fig. 4.1). In particolare quelli relativi al modello di M13 e quello di H14. Il primo *lightcone* spazia un angolo di 8 gradi quadrati, il secondo di 2.

La distribuzione in redshift del catalogo di M13 è continua, quella di H14 è discretizzata, per questo motivo oltre a normalizzare per l'area la distribuzione rappresentata, sono stati, nel caso di H14, considerati intervalli di redshift più grandi ($\Delta z = 0.2$).

A fianco è invece visibile la distribuzione, anch'essa normalizzata per l'area, relativa alla magnitudine H con taglio ad $H < 26$ per entrambi i cataloghi. Come si vede, il catalogo di H14 presenta un numero leggermente maggiore di galassie, soprattutto ad alta magnitudine e a $z < 1.5$.

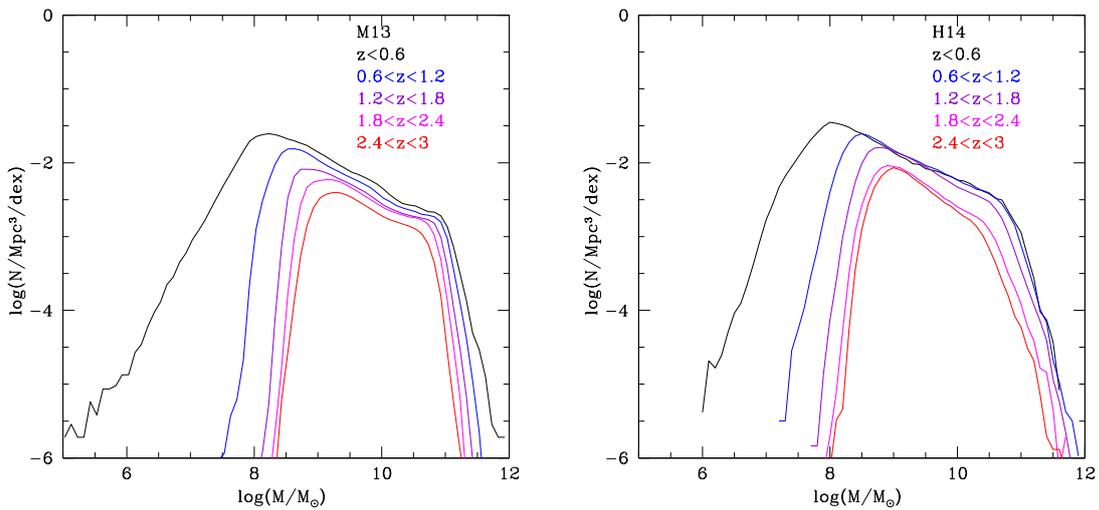


(a) Confronto della distribuzione in z nei due cataloghi (b) Conteggi differenziali in magnitudine H dei due cataloghi per le galassie con $H < 26$

Figura 4.1: Distribuzioni dei due cataloghi

4.2 Evoluzione della MF dei due campioni simulati

Per rendersi conto di come evolvono statisticamente le galassie simulate secondo i modelli M13 e H14, si sono ottenute le MF relative al variare di z . Per far questo è stato considerato un intervallo in redshift di 0.6, la cosmologia originale dei due cataloghi e un flusso limite comune, pari a $H < 26$. Nei grafici, l'errore nelle MF dei modelli non è stato rappresentato per permettere una miglior evidenza visiva considerando che è comunque trascurabile data l'elevata statistica.



(a) MF al variare di z del catalogo di M13 (b) MF al variare di z del catalogo di H14

Figura 4.2: Evoluzione in redshift delle MF teoriche con flusso limite $H < 26$

Si può notare (Fig. 4.2) come aumentando z la massa limite alla quale la MF

può considerarsi completa aumenti. Infatti, essendo fissato il flusso limite, infatti, le galassie visibili di bassa massa saranno in numero sempre inferiore all'aumentare di z . Invece il *cutoff* ad alte masse della funzione di Schechter si sposta a masse sempre più basse e la normalizzazione si abbassa. La densità numerica delle galassie, infatti, aumenta nel tempo a tutte le masse, mentre queste si formano ed evolvono.

Inoltre, nel catalogo di H14, ad alto redshift il ginocchio della funzione si abbassa e la caduta esponenziale diventa meno ripida, cosa che in M13 non è altrettanto visibile. Nel caso di H14 si nota, tuttavia, che la MF ha un'evoluzione molto bassa da $z \sim 1.2$ a $z \sim 0$.

4.3 Confronto tra le MF teoriche in funzione del redshift

Dopo aver esaminato come evolve la MF nel singolo modello paragonando le funzioni a diversi intervalli di redshift, sono state messe a confronto le MF dei due cataloghi mock analizzati (M13 e H14) a parità di redshift, con l'obiettivo di rilevare le differenti conseguenze sulle proprietà statistiche delle galassie, dovute alla specifica trattazione dei processi fisici adottata da ogni singolo modello.

Per poter ottenere informazioni da un confronto dei due modelli è stato necessario passare alla medesima cosmologia (si è utilizzato $h_{100} = 0.7$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$), stessa IMF (la scelta è ricaduta su Chabrier in quanto la più utilizzata anche per ricavare le masse nelle osservazioni delle *survey*) e stesso flusso limite (è stato quindi impostato nel programma per il calcolo delle MF un flusso limite di $H < 26$ anche nel caso di M13). Si ottengono i grafici di confronto visualizzabili in Fig. 4.3.

Si nota che a basso z le due funzioni sono piuttosto in accordo, come atteso in quanto i parametri liberi dei modelli vengono fissati al fine di riprodurre le LF nelle bande B e K a $z \sim 0$.

A $z=2$ e $z=3$, invece, la decrescita della coda a masse grandi in M13 è più repentina, mentre in H14 il ginocchio della funzione di Schechter è spostato a masse più basse, la funzione arriva a masse più grandi e decresce più dolcemente. Il fenomeno può essere dovuto al fatto che nel modello di M13 il *feedback* da AGN riesca a bloccare efficientemente i *cold flow* negli aloni massivi, riprendendo la trattazione di Bower (2006), mentre in quello di H14, il *feedback* da AGN è efficiente soprattutto a basso z e la decrescita della funzione a redshift più elevato appare meno repentina.

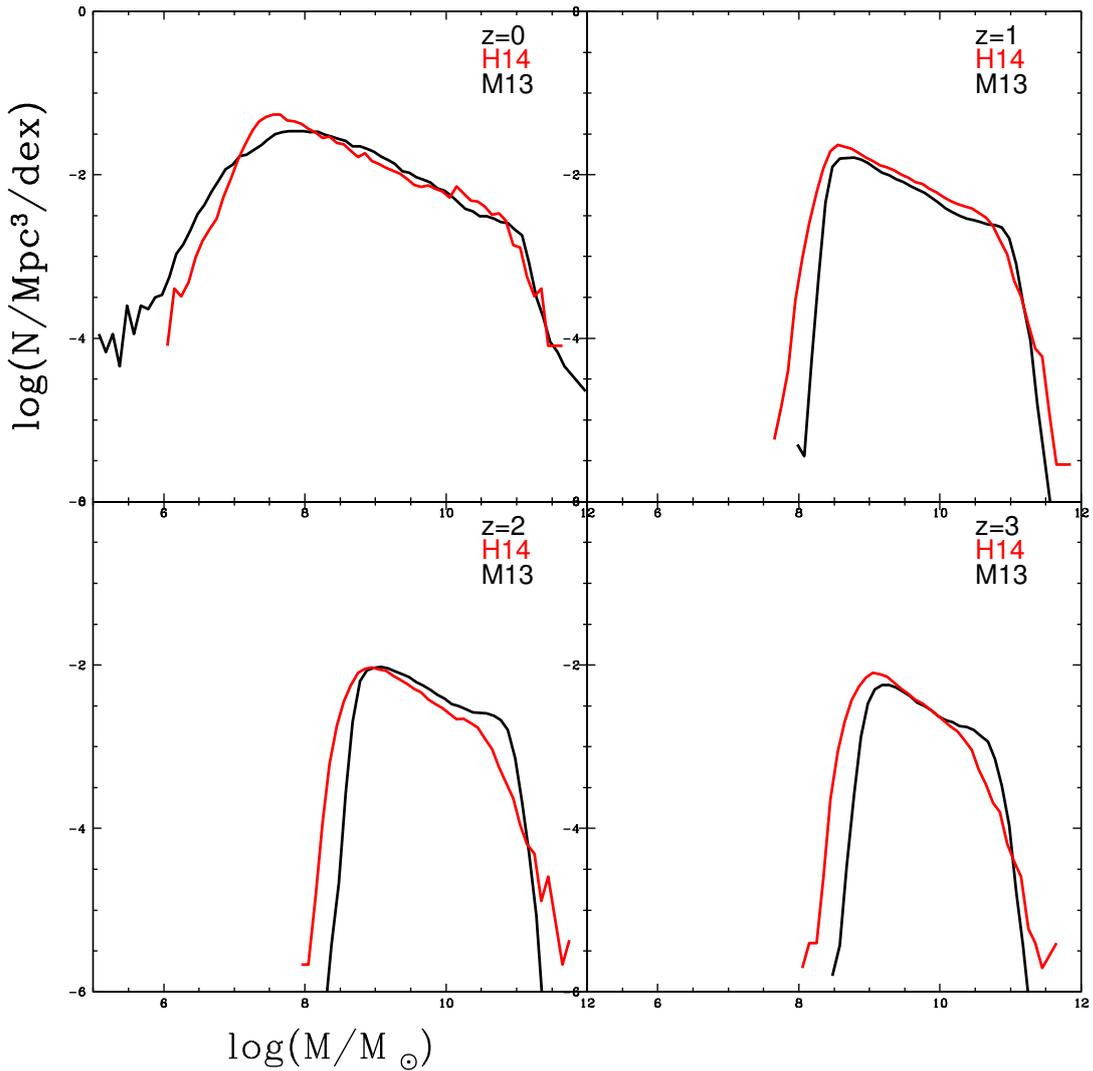


Figura 4.3: Confronto della MF di M13 ed H14 al variare del redshift con flusso limite $H < 26$

Sono stati poi eseguiti dei confronti con i valori delle MF pubblicate dei modelli di G13, ed H13 (i modelli GALFORM precursori di H14), oltre che con M13, DLB07 e MORGANA (Fig. 4.4). Come si può vedere, c'è una notevole differenza tra il modello di Guo e quelli di Henriques et al. specialmente ad alto redshift e intorno al ginocchio della funzione di massa, mentre tra i due modelli di Henriques et al. le differenze sono meno marcate e costituite soprattutto dal fatto che la MF si protrae, nella versione del modello del 2014, a masse più alte, mentre il numero di galassie con $M < 10^9 M_\odot$ è inferiore. Tali differenze sono in particolar modo riscontrabili a $1 < z < 2$.

Poiché in H14 la soglia limite per la formazione stellare è più bassa rispetto a G13 e la presenza della *ram pressure stripping* è limitata solo al caso delle galassie satelliti in gruppi molto massivi, la crescita più rapida in tempo della funzione nelle zone a basse masse può essere dovuta all'aumento del tasso di formazione stellare nelle galassie

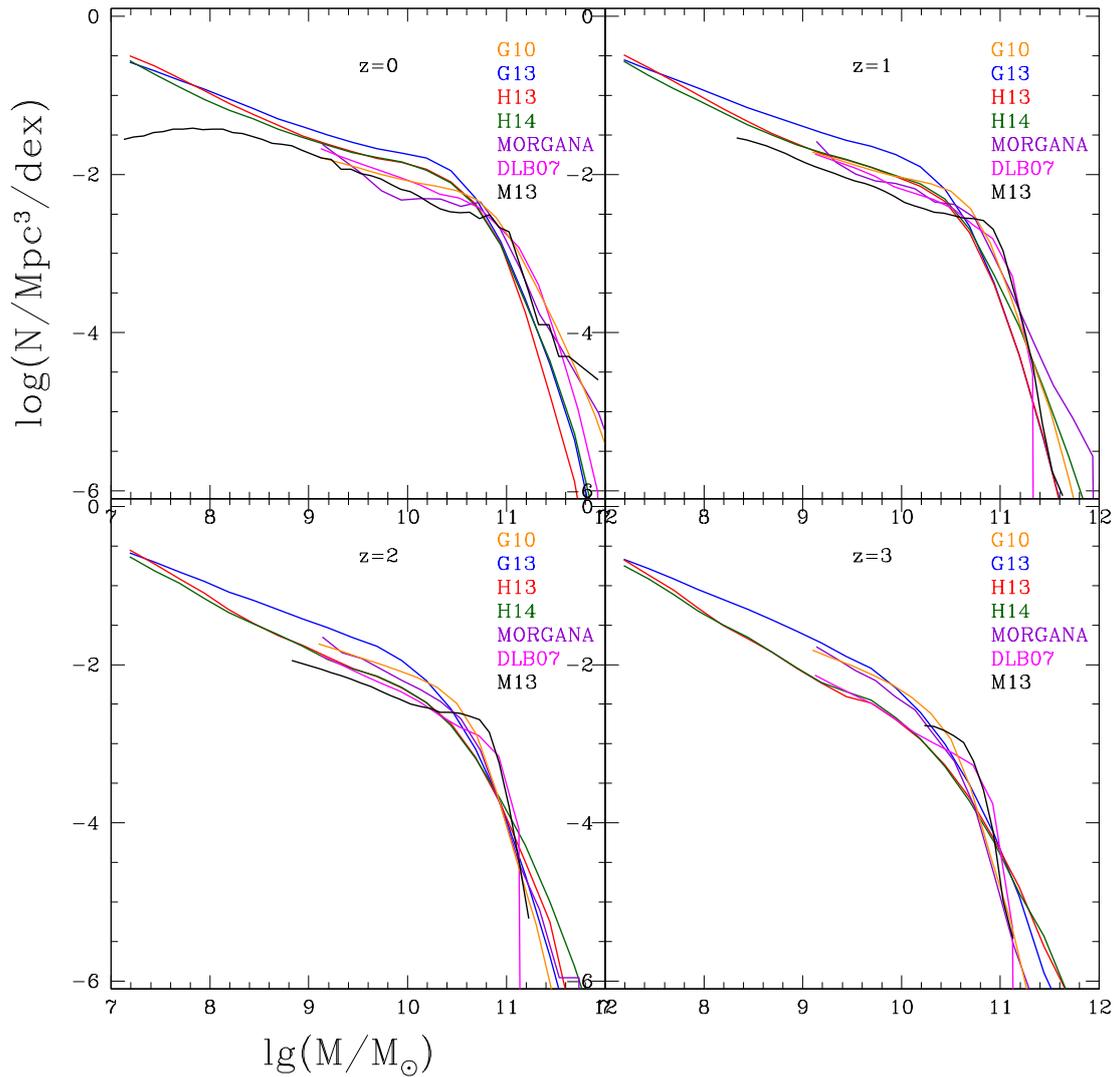


Figura 4.4: Confronto della MF al variare di z per i modelli di M13, G10, G13, H13, H14, Fontanot e De Lucia

di piccola massa derivato da questi cambiamenti. Nello stesso tempo, la formazione stellare è però posticipata a causa del ritardo nella reincorporazione del gas eiettato dalle supernovae, e ciò si riflette nel fatto che nel modello di Guo la funzione sia molto più alta alle basse masse già a $z = 3$.

Si nota inoltre che la coda massiva della funzione di massa rimane molto simile tra $z = 1$ e $z = 0$ in H14 più che negli altri modelli. Ciò potrebbe essere la conseguenza del fatto che il *feedback radio mode* da AGN riesca efficientemente a contrastare la formazione stellare nelle galassie massive a basso redshift.

Invece in entrambi i modelli DLB07 e MORGANA, nella MF odierna, il ginocchio è spostato verso masse più alte, la funzione decresce più lentamente e ha una normalizzazione più bassa, in particolar modo in MORGANA. Con l'aumentare del redshift, i

due modelli tendono a differenziarsi tra loro e la MF di DLB07 si avvicina a quelle dei due modelli di Henriques esaminati, pur mantenendo un ginocchio a masse più alte, mentre la MF di MORGANA diventa più simile a quella di G13.

Si rileva che ad alto redshift la funzione di massa di DLB07 ha una normalizzazione particolarmente bassa, anche rispetto a quella di MORGANA; questo può essere dovuto al fatto che la trattazione del *cooling*, ripresa da White e Frank, comporti un raffreddamento meno efficiente ad alto z rispetto a MORGANA (in cui è ripreso da Viola et al. (2000)).

Il modello di G10, graficato insieme agli altri, si discosta da quello di G13 nella MF odierna, con la sua normalizzazione più bassa, mentre a redshift più alto gli si avvicina maggiormente.

Per quanto riguarda M13, l'evoluzione della MF di tale modello si avvicina a quella di DLB07, anche se la decrescita di quest'ultima è più repentina a $z < 2$. Sono evidenti le differenze coi modelli di Henriques, già riscontrate nella figura 4.3.

Si può quindi concludere che i modelli analizzati in questo lavoro danno origine ad una differente distribuzione statistica delle galassie e comportano una diversa evoluzione temporale della loro massa stellare. Ciò è dovuto al modo in cui vengono trattati i fenomeni fisici nel singolo modello.

In particolare, essendo la parte ad alte masse della MF modulata dalla specifica trattazione del *feedback* da AGN, questa assume un'importanza fondamentale. In H14 l'efficienza di tale processo rimane alta anche a basso redshift, cosa che non avviene negli altri modelli, e per questo motivo le galassie di alta massa non presentano una significativa evoluzione tra $z \sim 1$ e $z \sim 0$, mentre a redshift ancora più alto la pendenza della MF risulta più dolce.

Viceversa, in M13 il *feedback* ad alto redshift è più forte e questo produce, nella funzione di massa, una caduta più netta alle grandi masse ad alto z , mentre la MF odierna non si discosta molto da quella di H14.

A basse masse invece, un ruolo importante è ricoperto dalla soglia per la formazione stellare, dal *feedback* stellare ed dal tempo di reincorporazione del gas eiettato, che può far ritardare la formazione stellare, come accade in H14. A piccole masse ha una grande importanza anche la *ram pressure stripping*, che può rimuovere il gas bloccando la formazione stellare; per questo motivo in H14 si ha un'evoluzione rapida in tempo della MF alle basse masse tra $z \sim 1$ e $z \sim 2$.

A questa differente modellizzazione dei processi fisici si aggiunge la diversa scelta di una storia di formazione stellare e di una sintesi di popolazioni stellari, che conduce ad un differente valore in massa, come sarà mostrato in seguito (Sec.9.1).

Vi sono quindi molte differenze tra i modelli, ma per capire se questi si basano su assunzioni fisiche attendibili è necessario un confronto con i dati osservativi per comprendere se la teoria riesce a riprodurre la reale statistica delle galassie nell'universo.

Capitolo 5

Confronti con le osservazioni a $z \sim 0$

Prima di procedere ad un confronto ad alto redshift, è senz'altro necessario effettuare un controllo della correttezza delle MF teoriche a $z \sim 0$, verificando la loro compatibilità con le osservazioni. I parametri liberi dei modelli sono infatti scelti in modo da seguire la LF osservata nelle bande B e K a basso redshift e, di conseguenza, modelli ed osservazioni devono combaciare in questo caso. Si è quindi proceduto ad un confronto a basso redshift della MF relativa a tutte le galassie, indipendentemente dalla tipologia.

Come MF osservata a $z \sim 0$ è stata adottata quella derivata da Baldry et al. (2008), da dati relativi alle galassie selezionate dalla Survey SDSS (Sloan Digital Sky Survey). Il campione è composto da 49968 galassie, che coprono 4783 deg^2 . Tali osservazioni sono a redshift molto basso ($z < 0.05$), perciò la funzione di massa che se ne ricava si riferisce all'universo odierno. Il flusso limite è di $r < 17.8$ e la cosmologia è la seguente: $h_{100} = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$ e $\Omega_\Lambda = 0.7$. L'IMF utilizzata è la Diet Salpeter.

Per ricavare la massa delle galassie sono stati adottati gli spettri di sintesi di Bruzual e Charlot, mentre la legge di estinzione della polvere è quella di Ferrara et al. (1999).

E' stato quindi fatto un confronto tra i modelli di M13 ed H14 che sono stati estratti dai rispettivi cataloghi, MORGANA a z basso ($z < 0.25$), DLB07, G10 e le osservazioni di Baldry relative alla MF a basso redshift ($z < 0.1$), utilizzando stessa cosmologia ed IMF utilizzata da Baldry. Considerando che le masse stellari delle galassie sono ottenute attraverso la distanza di luminosità che dipende da h_{100}^2 e che il volume comovente dipende da h_{100}^3 , per convertire i modelli MORGANA e DLB07 alla nuova cosmologia è stato necessario moltiplicare le masse e le corrispondenti funzioni di massa per un fattore correttivo (Fig. 5.1).

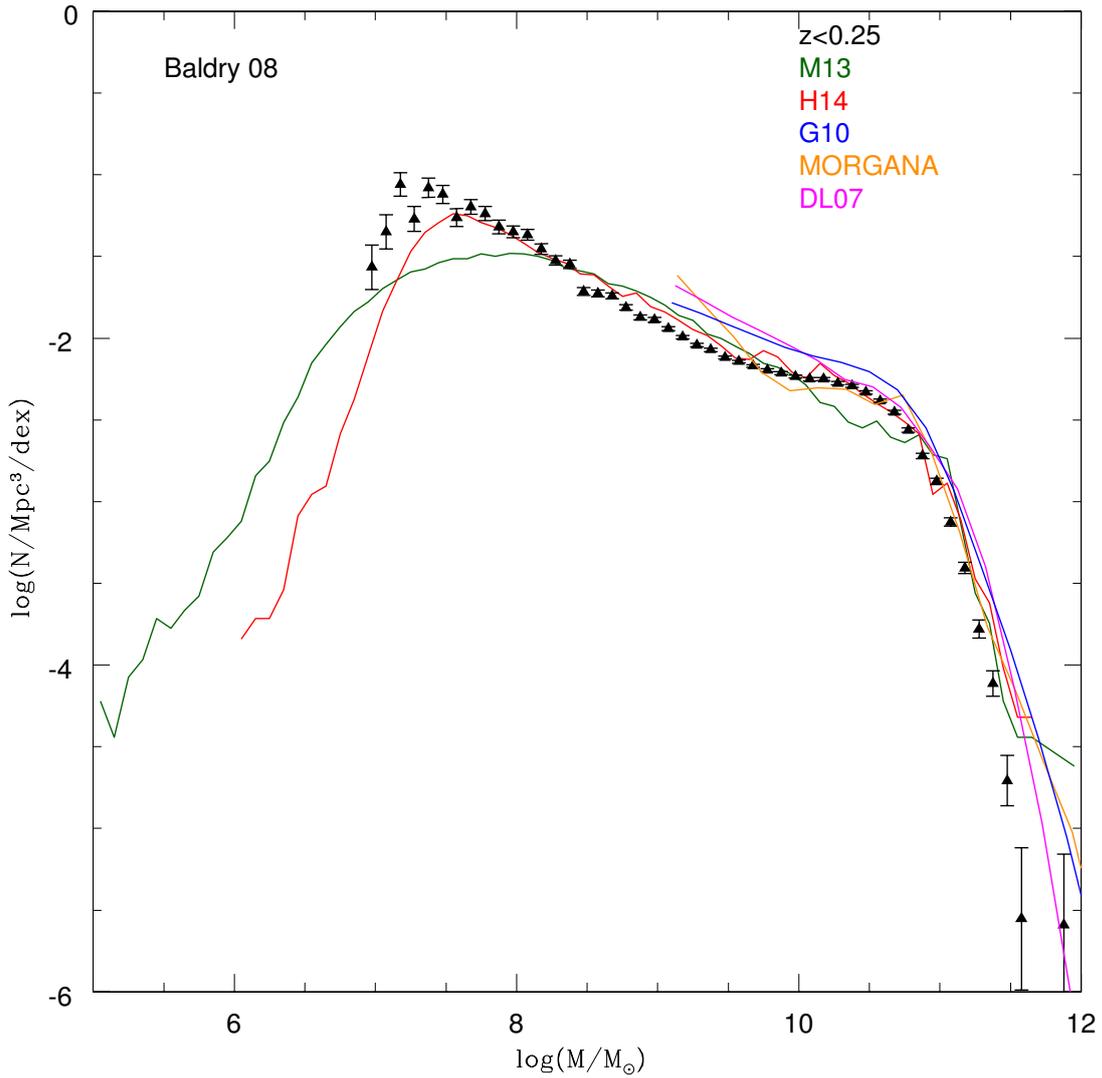


Figura 5.1: MF odierna dei modelli di M13, H14, MORGANA, DL07 e G10 confrontata con le osservazioni di Baldry et al. (2008)

Come si può notare (Fig. 5.1), i modelli sono in accordo coi dati per quanto riguarda la MF odierna. Questo risultato è atteso in quanto il valore dei parametri liberi è scelto nei modelli al fine di riprodurre le osservazioni della LF nelle bande B e K a $z \sim 0$.

La convoluzione delle MF teoriche (Fig. 5.2), come si può notare, alza le curve alle alte masse. In questo modo si ha quindi una sovrastima del numero di galassie massive a basso redshift, mentre le funzioni di massa non convolute riproducono meglio le osservazioni. Nella MF odierna, si nota dunque un peggioramento delle previsioni teoriche se si tiene conto dell'errore in massa dovuto alle osservazioni con la scelta di una gaussiana di $\sigma_{\log \frac{M}{M_\odot}} = 0.2$.

Viceversa, come si vedrà in seguito, questa stessa convoluzione tende a migliorare

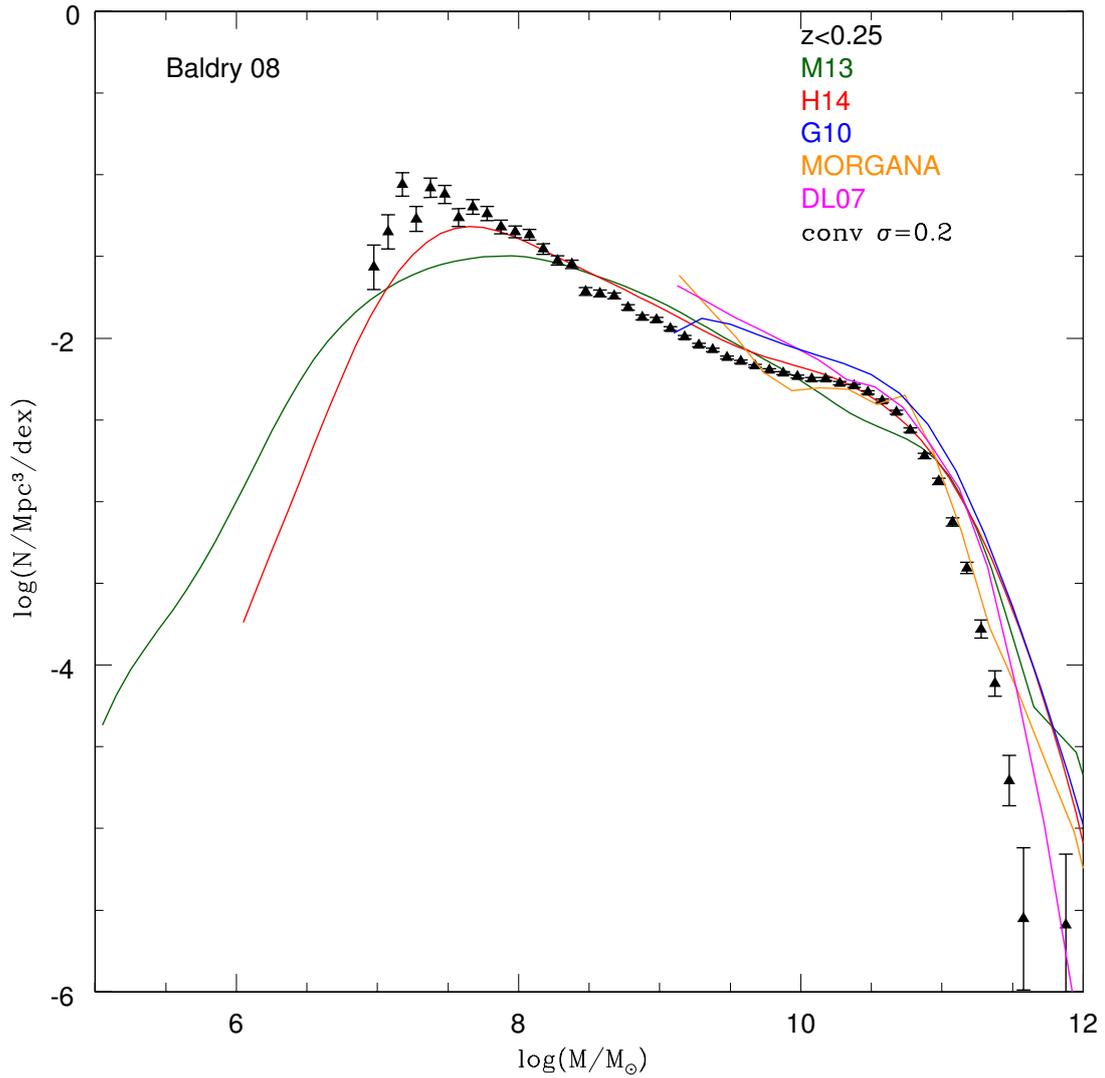


Figura 5.2: MF odierna dei modelli di M13, H14, MORGANA, De Lucia e G10 convoluti con una gaussiana di $\sigma_{\log(M/M_{\odot})} = 0.2$ confrontata con le osservazioni di Baldry et al. (2008)

il confronto coi dati a redshift più alto. Per attenuare queste discrepanze relative tra basso e alto redshift, sarebbe necessario che l'errore sulla determinazione della massa non fosse il medesimo a tutti i redshift ed in particolare andasse aumentando se ci si allontana dall'universo odierno. Infatti, con l'utilizzo del redshift fotometrico ad alto z , le incertezze sono maggiori e questo darebbe ragione della scelta di una σ maggiore per la gaussiana.

In realtà, come si vede dalla Fig. 5.1, il numero di galassie di grande massa non viene affatto sottostimato dalle MF teoriche non convolute, quindi una convoluzione con una gaussiana porterebbe ad una sovrastima, qualunque sia la sua varianza, e dunque ad un peggioramento del confronto coi dati. In ogni caso, un certo errore

sulla massa nelle osservazioni dovrebbe sempre essere presente, seppur non della stessa entità, a tutti i redshift, anche a $z \sim 0$, per cui è probabile che, dietro a questa apparente buona riproduzione dei dati, sia in realtà presente una sovrastima alle alte masse ($M > 10^{11} M_{\odot}$).

Durante la scelta dei parametri liberi nei modelli, si punta ad un buon accordo con i dati nella LF a $z \sim 0$, senza la necessità di convoluzione in quanto gli errori associati sono molto più bassi che non nel caso della MF. Il fatto che col passaggio alla MF non si ottenga una compatibilità coi dati della funzione convoluta può quindi essere una spia del fatto che il rapporto M/L nei modelli (che permette il passaggio tra le due funzioni) sia troppo alto. Inoltre per un abbassamento della MF alle alte masse potrebbe essere necessario l'aumento dell'efficienza del *feedback* da AGN a basso redshift che bloccherebbe la formazione stellare in questo tipo di galassie.

Inoltre, nelle previsioni dei modelli, le galassie di grande massa aumentano in numero troppo velocemente col passare del tempo da $z \sim 1$ a $z \sim 0$, se ad alto redshift è necessario innalzare la funzione tramite la convoluzione, mentre nella MF odierna non lo è più.

In seguito si vedrà come le differenze tra modelli ed osservazioni aumentino ancora con l'aumentare del redshift senza riuscire ad essere spiegate dal contributo dell'errore osservativo, mostrando così l'effettiva esistenza di una problematica di tipo fisico, che potrà essere risolta solo attraverso una modifica dei modelli teorici.

Capitolo 6

I confronti tra MF teoriche e osservate a $z > 0$

6.1 Confronto tra osservazioni

Dopo l'analisi a basso redshift, è stato poi effettuato un confronto a redshift superiore ($0 < z < 3$) al fine di comprendere se l'evoluzione delle galassie nei modelli concorda con le osservazioni empiriche, se cioè le modellizzazioni dei processi fisici fanno sì che si trovi accordo anche ad alto redshift, una volta fissati i parametri sulla base della LF odierna.

I dati osservativi che si è scelto di confrontare coi modelli teorici sono principalmente quelle discusse da Maraston et al. (2013) (BOSS), Pozzetti et al. (2010) (zCosmos), Pozzetti et al. (2007) (VVDS) e Ilbert et al. (2013) (UltraVISTA). La scelta di adoperare questi dati tra le tante possibilità presenti in letteratura è dovuta al fatto che le *surveys* BOSS, zCosmos e VVDS sono le migliori tra quelle spettroscopiche a $z \lesssim 1$, mentre a $z > 1$ UltraVISTA è quella che copre l'area più grande e ottiene misure più precise dei redshift fotometrici. Inoltre VVDS e Ultra VISTA si estendono anche fino ad alto redshift ($z < 2.5$ e $z < 3$), mentre zCosmos e BOSS sono quelle che coprono l'area spaziale maggiore a basso redshift.

Molte altre *survey* hanno reso possibile la determinazione della MF a vari redshift, estendendola anche a z maggiori (Duncan et al. 2014). Queste potranno essere prese in considerazione per eventuali studi futuri.

Come primo confronto (Fig. 6.1), sono state graficate le funzioni di massa relative alle osservazioni utilizzate in un intervallo di redshift simile. Sono stati inseriti anche i dati relativi al campione di Muzzin et al. (2013) e di Tomczak et al. (2014) poiché questi vengono utilizzati come confronto nell'articolo di Henriques et al. 2014 e verranno adoperate in questo lavoro per raffrontare separatamente galassie *star-forming* e quiescenti. Avendo le osservazioni un diverso flusso limite, dovuto alle caratteristiche della rispettiva *survey*, le funzioni di massa stellare sono state tagliate alla propria massa limite, indicata nei rispettivi articoli.

Come si può notare, in generale vi è un buon accordo tra i dati utilizzati in entrambi gli intervalli di redshift presi in esame. Le osservazioni di BOSS portano ad una funzione di massa leggermente traslata a masse maggiori rispetto alle altre, a causa del diverso modello di sintesi di popolazioni stellari adottato. Si sono infatti riscontrate differenze

fino a 0.15 - 0.2 dex, dipendenti dall'età delle galassie considerate rispetto ai modelli BC03 (Maraston et al. 2006, Pozzetti et al. 2007).

Nelle successive sezioni, le diverse MF osservate saranno confrontate una alla volta con quelle previste dai modelli precedentemente descritti (in particolare M13 e H14, le cui MF sono state estratte dai relativi cataloghi simulati tenendo conto dei limiti osservativi), dopo averle convertite per cosmologia e IMF ed aver applicato lo stesso flusso limite delle osservazioni. Lo scopo di questi confronti è quello di capire quali aspetti della distribuzione statistica della massa stellare delle galassie vengono ben riprodotti e dove invece risiedono le maggiori differenze, cercando inoltre di comprenderne le cause.

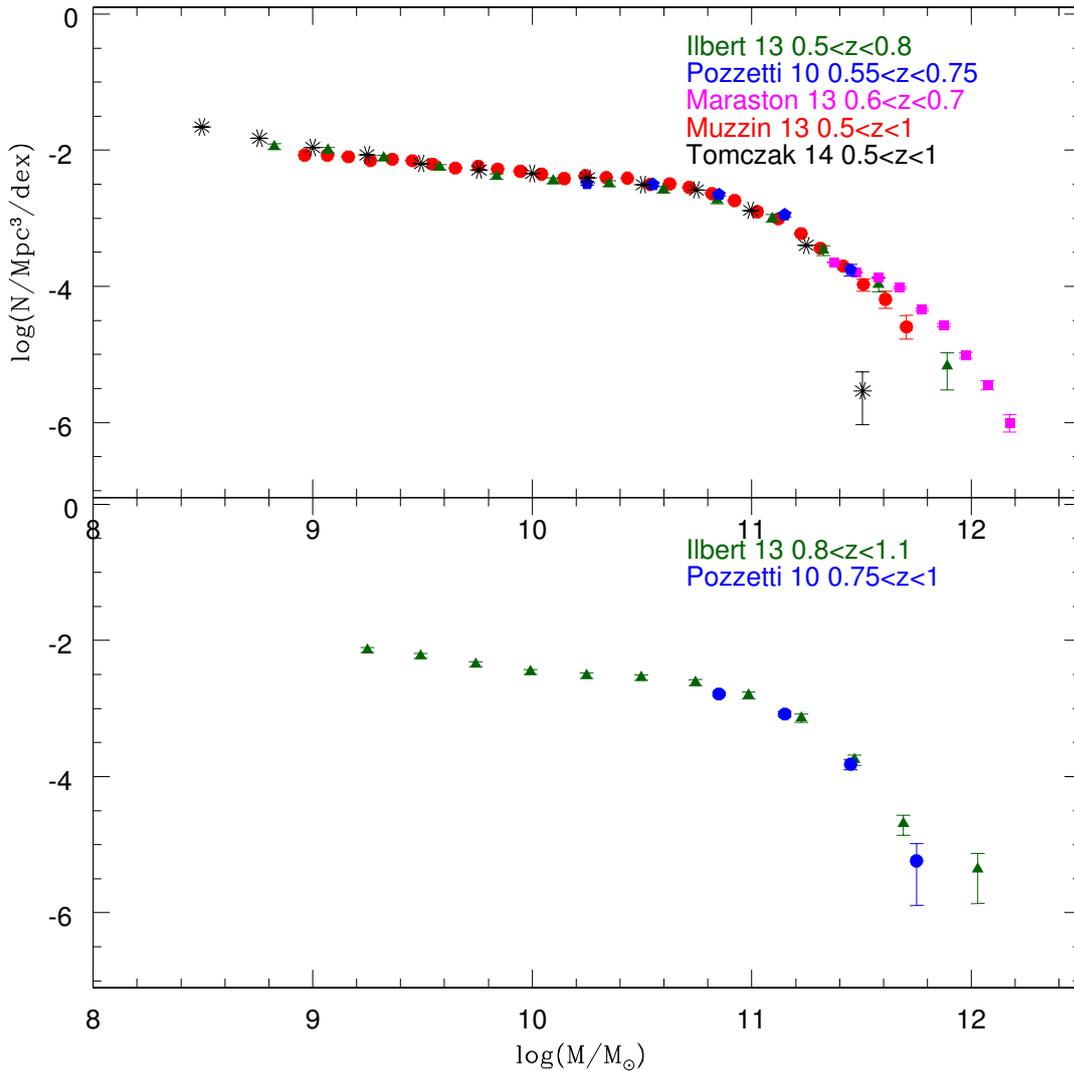


Figura 6.1: Confronto tra le osservazioni di Ilbert et al. (2013), Pozzetti et al. (2010), Maraston et al. (2013), Muzzin et al. (2013) e Tomczak et al. (2014) a redshift simili, tagliate alla loro massa limite.

6.2 Confronto con MF di galassie massive a $z < 0.7$ (BOSS)

Un primo confronto a $z > 0$ è stato fatto con la MF derivata dal campione di Maraston et al. (2013). Questo campione utilizza le osservazioni di BOSS (Baryon Oscillation Spectroscopic Survey), i cui dati fanno parte della Sloan Digital Sky Survey III (SDS-SIII), presi col telescopio all'Apache Point Observatory nel New Mexico, e comprendono un campione di 400000 galassie a $z \sim 0.5$, su un'area di 10000 deg^2 .

È utile il confronto con queste osservazioni in quanto sono quelle che coprono l'area più grande a basso redshift, ed hanno quindi una migliore statistica. Il flusso limite è di $I < 19.9$. La cosmologia utilizzata è: $h_{100} = 0.73$, $\Omega_\Lambda = 0.75$ e $\Omega_m = 0.25$, mentre la IMF è quella di Kroupa. I modelli di sintesi utilizzati sono quelli di Maraston et al. (2005). Oltre alla motivazione legata alla vastità dell'area in esame, la scelta di queste osservazioni può essere utile anche per rendersi conto dell'impatto sulla funzione di massa di un diverso modello di sintesi.

Si sono dunque raffrontati i modelli di M13 e H14 con le osservazioni di BOSS, relative a tutte le galassie, al variare di z , scegliendo per le MF estratte dai cataloghi simulati dei modelli gli stessi intervalli di z delle osservazioni (Fig. 6.2). Le MF teoriche sono state determinate da una selezione del campione che avesse lo stesso flusso limite delle osservazioni, in questo caso $I < 19.9$. In figura sono segnate anche le masse limite delle MF come linee verticali. Si osserva come la massa limite cresca ad alto redshift soprattutto in M13, dove vengono perse più galassie a causa del taglio in flusso.

Nella parte inferiore dei grafici vi è anche il valore di $\log(\frac{\Phi_{obs}}{\Phi_{mod}})$ per M13 e H14. Questo è stato ottenuto calcolando nei modelli la MF relativa agli stessi intervalli di massa presenti nelle osservazioni. Gli errori sono stati calcolati secondo la propagazione degli errori, come:

$$\Delta(\log(\Phi_{obs}) - \log(\Phi_{mod}))^2 = \Delta(\log(\Phi_{obs}))^2 + \Delta(\log(\Phi_{mod}))^2 \quad (6.2.1)$$

Come si può notare, la funzione di massa utilizzata da Maraston et al. (2013) è ben diversa da quelle previste dai modelli semi-analitici, in un modo del tutto particolare anche rispetto alle situazioni di confronto con i dati delle altre *surveys*. Il modello di sintesi di popolazioni stellari di Maraston (2005), infatti, è tale da far dedurre masse maggiori a parità di spettro osservato. La discrepanza con i modelli semi-analitici è quindi ancora più accentuata e si ha anche a redshift relativamente basso (si superano i tre ordini di grandezza), mentre la convoluzione la riduce, ma senza riuscire mai a colmarla (resta di circa un ordine di grandezza nel confronto con H14).

È necessario considerare, comunque, che la sintesi di popolazioni stellari adottata da H14 è la stessa delle osservazioni di BOSS, quindi lo scostamento dai dati non può essere imputato solo a questa.

In ogni caso, selezionando gli oggetti con flusso $I < 19.9$, la funzione di H14 risulta più bassa non solo delle osservazioni, ma anche di M13, e questa differenza aumenta col redshift, cosa che non si ritrova confrontando i due modelli con altri tagli in flusso ed è dovuta al fatto che nel modello di H14 vi sono più galassie deboli in banda I rispetto al modello M13.

Maraston et al. (2013) VS M13 e H14 (totale)

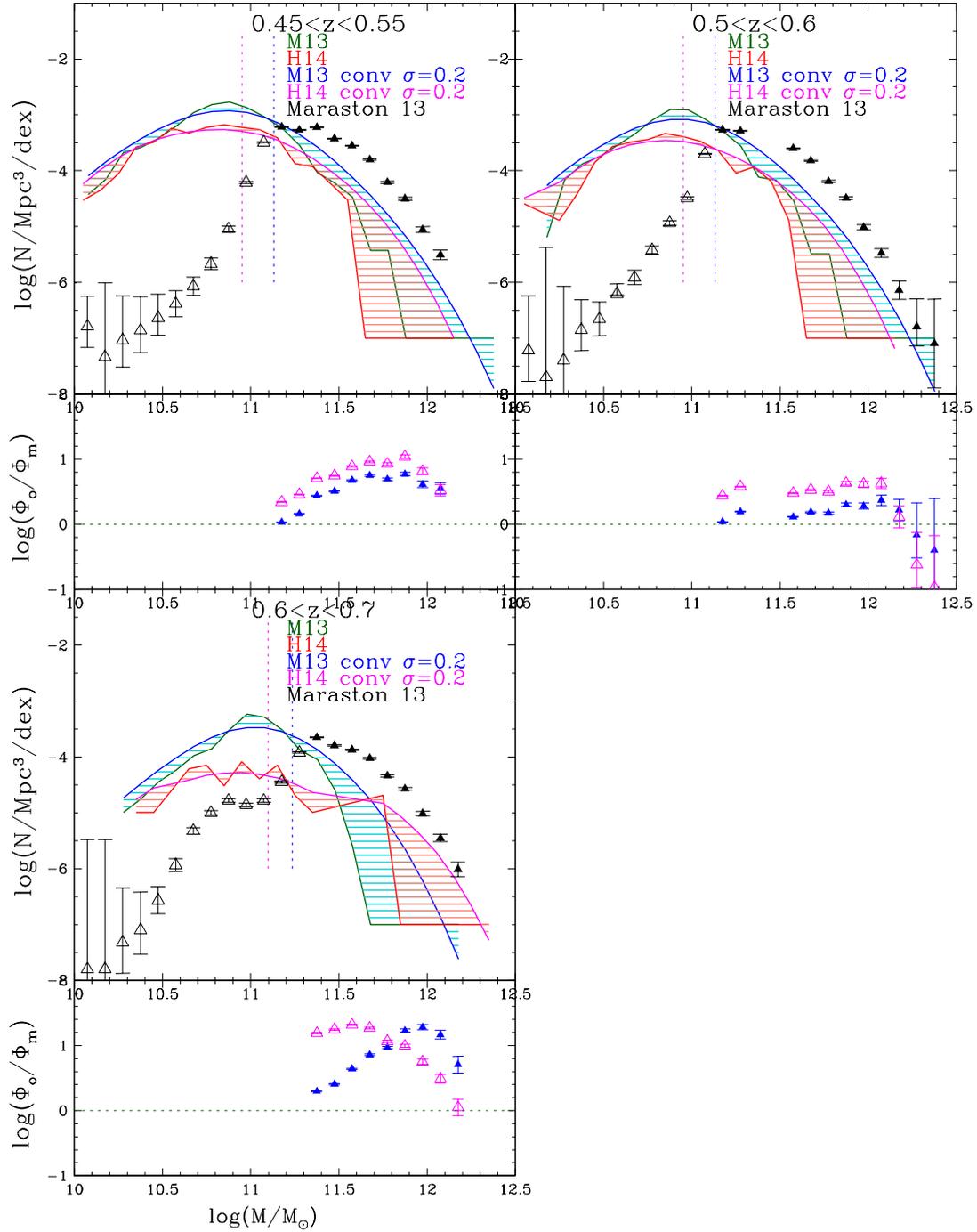


Figura 6.2: Confronto tra le MF ottenute dalle osservazioni di Maraston et al. (2013) e le MF dei modelli di M13 e di H14, con un taglio in flusso pari a $I=19.9$, come nelle osservazioni. Sono presenti sia le MF teoriche non convolute che quelle convolute con una gaussiana con $\sigma_{\log(M/M_\odot)} = 0.2$ e la regione compresa tra esse è stata ombreggiata. I punti vuoti si riferiscono ai dati sotto la massa limite delle osservazioni. Nei pannelli inferiori, il logaritmo del rapporto tra la funzione di massa osservata e quella dei modelli

6.3 Confronto con il campione di Pozzetti et al. (2010) a $z < 1$ (zCosmos)

Prima di estendere l'analisi anche a redshift più alto, è stato fatto un confronto con il campione di Pozzetti et al. del (2010), relativo alla *survey* zCosmos. Questo consta di 8500 galassie e spazia $1.4deg^2$. La selezione ha flusso limite pari a $I < 22.5$ ed arriva fino a $z = 1$. La cosmologia adottata è: $h_{100} = 0.7$, $\Omega_m = 0.25$ e $\Omega_\Lambda = 0.75$. Come spettri di sintesi sono stati adottati quelli di Bruzual e Charlot (2003) e come modello della polvere quello di Calzetti et al. (2000). Come IMF si utilizza quella di Chabrier.

Come si vede dalla Fig. 6.3, nel caso di M13, da $z \sim 0.55$ in poi, il divario con le osservazioni (fino ad un fattore 10 a $z \sim 1$ ad alte masse ($\log(M/M_\odot) \gtrsim 11.5$)) viene compensato dalla convoluzione della funzione di massa dei modelli, mentre a redshift bassi, dove il modello riproduce meglio le osservazioni, la convoluzione porta ad una sovrastima del numero di galassie. Nel caso di H14 il comportamento è molto simile a quello di M13 fino a $z \sim 0.55$, mentre a redshift più alti la funzione non convoluta di H14 riproduce meglio le osservazioni che non quella di M13 e la convoluzione conduce ad una leggera sovrastima (di circa un fattore 3) alle alte masse. Questa sovrastima può essere spiegata in parte dal fatto che H14 utilizzi Maraston 2005 come modello di sintesi di popolazioni stellari, mentre le osservazioni fanno uso di Bruzual e Charlot 2003.

Si conferma, comunque, che a redshift basso ($z < 0.5$) la convoluzione sovrastima il numero di galassie di alta massa, mentre per $0.5 < z < 1$ è necessario ricorrere alla convoluzione per riprodurre i dati. Come si vedrà in seguito, ciò non è più vero a redshift ancora maggiore, dove la convoluzione non è più sufficiente a compensare il divario alle alte masse.

Pozzetti et al. (2010) VS M13 e H14 (totale)

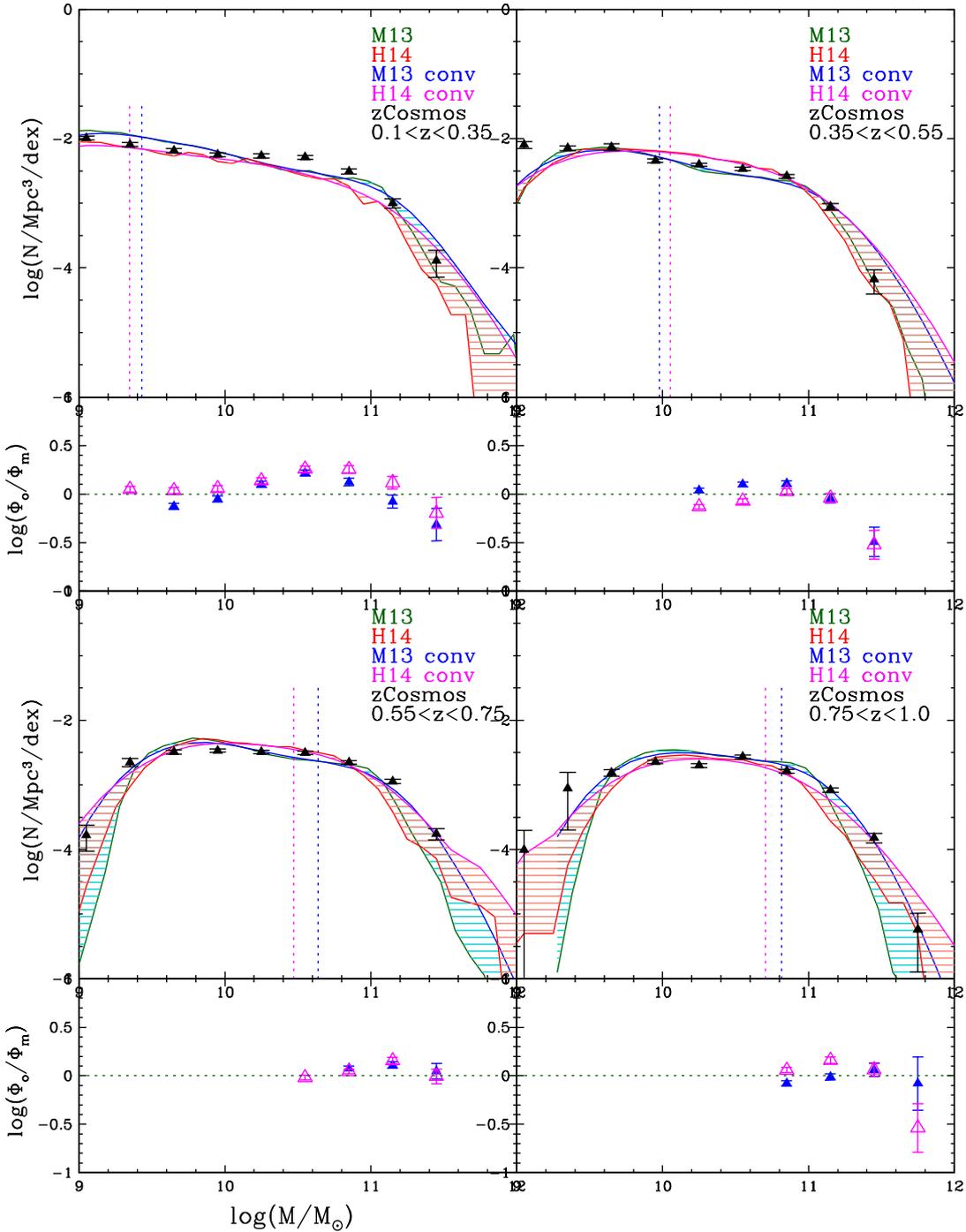


Figura 6.3: Confronto tra le MF ottenute dalle osservazioni di Pozzetti et al. (2010) e le MF non convolute dei modelli di M13 e di H14 con un taglio in flusso pari a $I < 22.5$, come nelle osservazioni. Sono presenti sia le MF teoriche non convolute che quelle convolute con una gaussiana con $\sigma_{\log(M/M_{\odot})} = 0.2$ e la regione compresa tra esse è stata ombreggiata. Nei pannelli inferiori, il logaritmo del rapporto tra la funzione di massa osservata e quella dei modelli

6.4 Confronto con il campione di Pozzetti et al. (2007) a $z < 2.5$

Si è quindi esteso lo studio anche a redshift più alti, dove non è più possibile arrivare con la spettroscopia, ma si possono misurare solo i redshift fotometrici (in particolare per $z > 1.5$). A questo scopo si è fatto riferimento ai dati di VVDS e UltraVISTA. Il campione di Pozzetti et al. (2007) è relativo alla *survey* VIMOS VLT Deep Survey (VVDS) ed è composto da due sottocampioni selezionati in due differenti modi: il campione spettroscopico comprende 6500 galassie selezionate in banda ottica, con flusso $17.5 < I_{AB} < 24$ e che coprono un'area di 1750 arcmin^2 ; quello fotometrico, invece, contiene 10200 galassie selezionate nel vicino infrarosso in un'area di 610 arcmin^2 , con $K_{AB} < 22.34$ e $K_{AB} < 22.84$.

La cosmologia adottata è la seguente: $h_{100} = 0.7$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ e $\Omega_m = 0.3$, mentre spettri di sintesi, IMF e modello della polvere sono i medesimi di Pozzetti et al. (2010).

Dal confronto con queste osservazioni (Fig. 6.4) si nota che a basso redshift ($z < 0.4$) i modelli sovrastimano il numero di galassie di alta massa (di circa un fattore 5 per le galassie con $M > 10^{11} M_{\odot}$), mentre dall'intervallo subito successivo, soprattutto in M13, si verifica una sottostima (di circa un fattore 4). Come già notato nei confronti precedenti, anche in questo caso si conferma la sovrastima a masse medio-basse nel caso di H14, mentre il numero delle galassie ad alto z selezionate in banda K, è leggermente sovrastimato (di circa un fattore 2.5) per $M > 10^{11.5} M_{\odot}$ nel caso di H14 fino a $z \sim 1.6$, dopodiché si ha di nuovo una sottostima. La MF relativa a M13 presenta anche in questa selezione una sottostima notevole alle alte masse, avendo un *cut-off* molto anticipato.

La convoluzione con una gaussiana, migliora notevolmente il confronto per $0.4 < z < 1.2$, mentre per le K-selected conduce ad una sovrastima anche nel caso di M13 (di circa un fattore 2) e non spiega il divario a $z > 1.6$, in accordo con i precedenti confronti.

Pozzetti et al. (2007) VS M13 e H14 (totale)

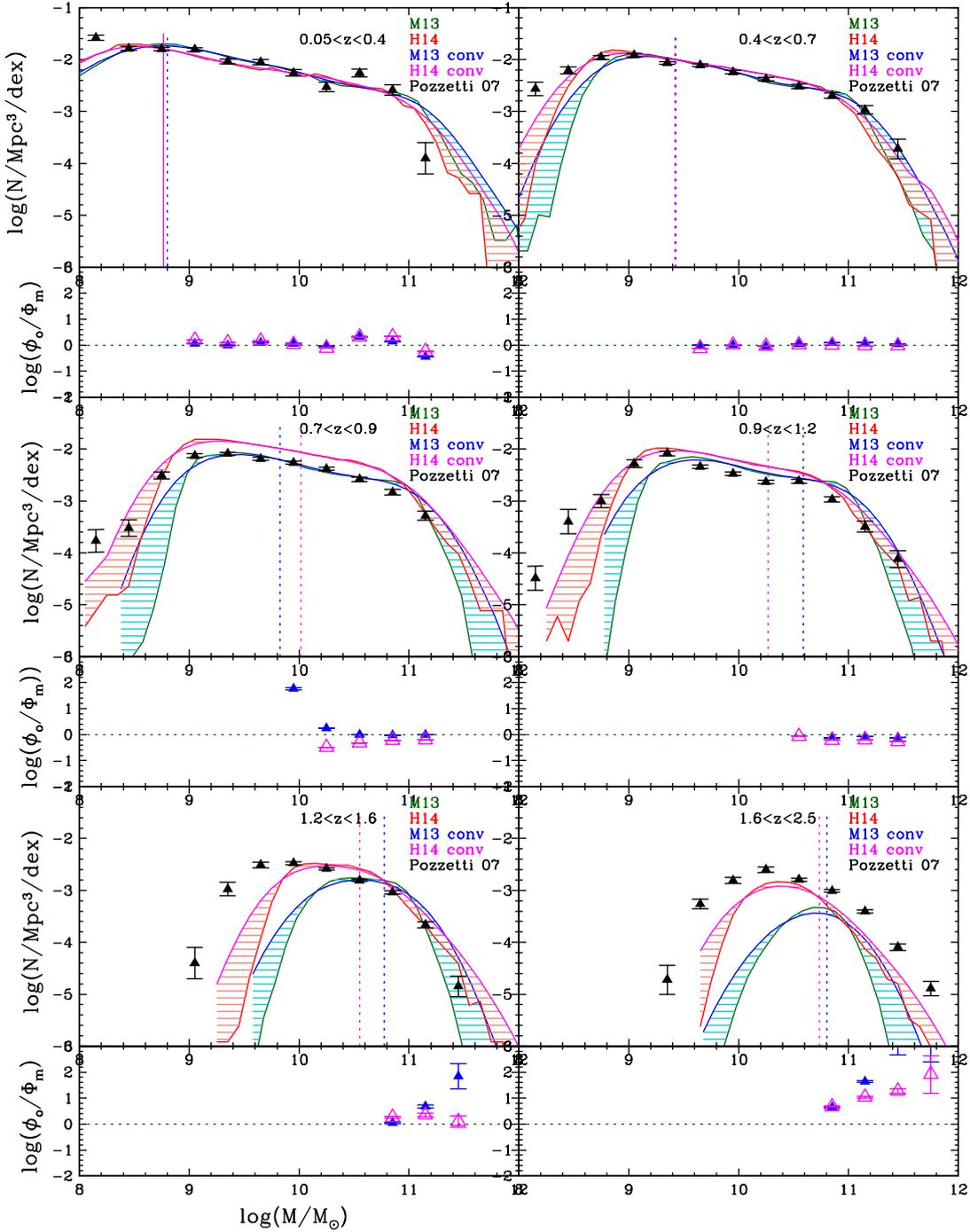


Figura 6.4: Confronto tra le MF ottenute dalle osservazioni di Pozzetti et al. (2007) e le MF non convolute dei modelli di M13 e di H14, con un taglio in flusso pari a quello delle osservazioni ($I < 24$ per $z < 1.2$ e $K < 22.34$ per $z > 1.2$). Sono presenti sia le MF teoriche non convolute che quelle convolute con una gaussiana con $\sigma_{\log(M/M_{\odot})} = 0.2$ e la regione compresa tra esse è stata ombreggiata. Nei pannelli inferiori, il logaritmo del rapporto tra la funzione di massa osservata e quella dei modelli)

6.5 Confronto con il campione di Ilbert et al. (2013) a $z < 3$

Il campione utilizzato da Ilbert et al. nel 2013 consta di 220000 galassie facenti parte della Survey dell'ESO UltraVISTA Data Release 1 (all'interno del campo COSMOS) e raggiunge alto redshift ($0.2 < z < 4$). COSMOS è la più larga survey di HST ed il programma UltraVISTA ha condotto le osservazioni fotometriche nelle bande del vicino infrarosso (JHKs) e nella banda stretta NB118 di queste galassie. Per questo lavoro di Tesi, sono stati sfruttati i dati relativi a $z \leq 3$. Il flusso limite della survey è $K_s < 24$. La cosmologia utilizzata è la seguente: $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $h_{100} = 0.7$, mentre la IMF è quella di Chabrier.

La fotometria multi-banda ha permesso di stimare il redshift fotometrico, la massa stellare ed il rate di formazione stellare delle galassie, tenendo in considerazione l'estinzione della polvere come parametro libero. La massa stellare assegnata corrisponde alla mediana della sua distribuzione di probabilità e viene dedotta grazie al confronto con gli spettri sintetici, realizzati sulla base del modello di Bruzual e Charlot (2003), considerando la legge di estinzione della polvere di Calzetti (2000).

Dai grafici di confronto (Fig.6.5), si può notare che, in generale, all'aumentare di z , la funzione relativa ai modelli è più alta, a masse basse, di quella osservata, mentre alle alte masse decresce più rapidamente. Lo scarto maggiore per le masse intermedio-basse si ha nel caso di H14, dove il modello sovrastima il numero di galassie con $M < 10^{11} M_\odot$ di un fattore ~ 1.5 già a $z > 0.5$. A $0.5 < z < 0.8$ la discrepanza diminuisce per aumentare nuovamente a $z > 0.8$. Si può fare la stessa considerazione per il modello di M13 solo per $z > 1.5$.

Per quanto riguarda le alte masse, si trova già una differenza tra modelli ed osservazioni per $0.2 < z < 0.5$, di quasi un ordine di grandezza per $M > 10^{11.5} M_\odot$, che va incrementando soprattutto nel caso di M13. Già a $z \sim 1$ la funzione teorica di M13 è infatti andata a zero dove le osservazioni mostrano ancora la presenza di galassie.

H14, riesce invece a riprodurre meglio le osservazioni, avendo la sua MF un *cut-off* più dolce, ma in ogni caso a $z > 1.5$ la discrepanza supera l'ordine di grandezza.

Si deduce da questo risultato che si osservino molte più galassie di grande massa ad alto z di quante non ne prevedano i modelli teorici. La convoluzione di tali funzioni con una gaussiana di $\sigma_{\log(M/M_\odot)} = 0.2$ (Fig 7.9) comporta in alcuni casi una leggera sovrastima per il modello di H14, ma rende i modelli molto più vicini alle osservazioni; permane comunque, a $z > 2$, lo scarto ad alte masse (più di un ordine di grandezza, nel caso di M13). Inoltre, tenendo conto che H14 utilizza Maraston (2005) come modello di sintesi di popolazioni stellari, che determina masse maggiori, questa discrepanza è in realtà sottostimata.

Sembra quindi che l'errore sulla misura della massa nelle osservazioni riesca a spiegare solo in parte queste differenze (occorrerebbe una σ molto più grande per una compatibilità coi dati) e che le discrepanze ad alto redshift siano la spia di problemi di carattere fisico.

In particolare, il fatto che le galassie massive a $z \sim 3$ siano sottostimate indica che a redshift ancora maggiore sia prevista nei modelli una formazione stellare troppo esigua per questo tipo di galassie, che non convertono sufficientemente il gas in stelle, e questo ostacola l'aumento della loro massa stellare. E' stato infatti notato in letteratura che,

considerando la MF barionica anziché quella stellare, i modelli teorici non sono in forte contrasto con le osservazioni (Fontana et al. 2004). Ciò sta ad indicare che non è il quantitativo di gas nelle galassie ad essere sottostimato, ma quello che viene convertito in stelle.

Questa problematica è particolarmente presente per il modello M13 e potrebbe essere dovuta ad un eccessivo *feedback* da AGN a $z > 3$.

Questo genere di confronto può dare un'idea generale della bontà delle predizioni dei modelli, ma si renderanno senz'altro necessari dei confronti separati per le diverse tipologie di galassie, atti a provare quanto sia veritiera la modellizzazione dei processi fisici per i singoli tipi di galassie e le loro tempistiche di formazione ed evoluzione.

Ilbert et al. (2013) VS M13 e H14 (totale)

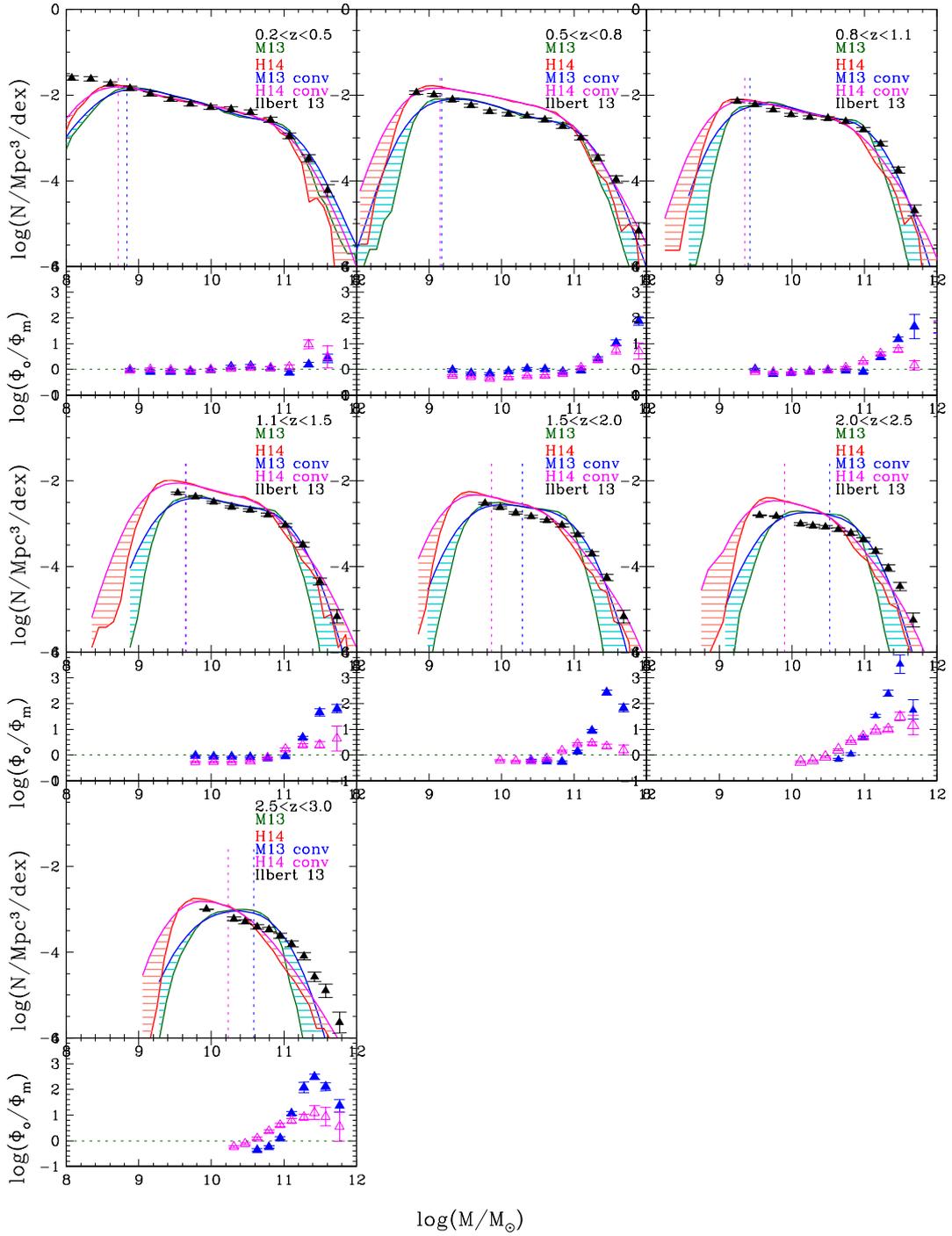


Figura 6.5: Confronto tra le MF ottenute dalle osservazioni di Ilbert et al. e le MF non convolute dei modelli di M13 e di H14, con un taglio in flusso pari a $K < 24$, come nelle osservazioni. Sono presenti sia le MF teoriche non convolute che quelle convolute con una gaussiana con $\sigma_{\log(M/M_\odot)} = 0.2$ e la regione compresa tra esse è stata ombreggiata. Nei pannelli inferiori, il logaritmo del rapporto tra la funzione di massa osservata e quella dei modelli

Capitolo 7

Le MF distinte per tipo di galassia

Per meglio capire le motivazioni alla base delle discrepanze tra dati e modelli, sono state analizzate separatamente le funzioni di massa per le galassie *star-forming* e per quelle quiescenti e ne è stato fatto un confronto con le osservazioni, al fine di esaminare quanto pesano i diversi contributi delle due tipologie di galassie alla MF totale nella teoria e nelle osservazioni.

Come discriminante tra le galassie *star-forming* e quelle quiescenti, è stato utilizzato un criterio basato sullo sSFR ($sSFR = \frac{SFR}{M}$). In particolare sono state considerate, *star-forming* le galassie aventi un $\log(sSFR [yr^{-1}]) > -11$, criterio adottato nell'articolo di Pozzetti et al. (2010) ed in quello di Ilbert et al. (2010). Questa scelta è motivata dal fatto che una galassia che abbia uno sSFR maggiore di tale valore raddoppi la sua massa in un tempo minore dell'età dell'universo.

La scelta di un criterio piuttosto che un altro (tipicamente basato sul colore) può influenzare i confronti tra le funzioni di massa, facendo sì che alcune galassie vengano classificate come quiescenti piuttosto che *star-forming*. Per questo motivo sono state successivamente analizzate anche le MF divise secondo altri criteri di colore presenti in letteratura.

7.1 Confronto dei modelli con le osservazioni

Nelle Figure 7.1 - 7.8 viene mostrato il confronto tra le MF derivate dai cataloghi mock sei modelli M13 e H14 e quelle dei dati osservativi di Ilbert et al. (2013) e Pozzetti et al. (2010) considerando separatamente le galassie *star-forming* e quelle quiescenti. Per i modelli è stato utilizzato, per distinguere le due tipologie di galassie, il criterio basato sullo sSFR spiegato in precedenza ed è stato imposto lo stesso taglio in flusso dei dati.

Il risultato complessivo di questi confronti è che, mentre per le galassie *star-forming* le MF convolute dei due modelli rispecchiano meglio le osservazioni fino a $z \lesssim 2.5$, per quanto riguarda le quiescenti c'è molto meno accordo soprattutto ad alto z ($z > 0.5$). Viene infatti osservato un numero molto maggiore di galassie quiescenti di alta massa rispetto a quante ne prevedano i modelli (di circa un ordine di grandezza), viceversa se ne osservano molte meno di bassa massa (anche in questo caso di circa un fattore 10). La causa di quest'ultimo fenomeno risiede in un *overquenching* eccessivo delle galassie di bassa massa nei modelli. Con il termine *overquenching* si intende la tendenza

delle galassie simulate nei modelli a ridurre troppo velocemente la propria formazione stellare. Ne risulta che queste vengono classificate come quiescenti e non più come *star-forming*.

Ad alte masse, invece, la discrepanza tra modelli ed osservazioni è maggiore in H14 e nel confronto con i dati di Ilbert et al. (2013).

Da questa considerazione si può affermare che in H14 non è presente o non è sufficientemente efficace qualche processo che riesca a contrastare la formazione stellare ad alto redshift, diminuendo così il numero di galassie *star-forming* a favore di quelle quiescenti.

In realtà anche per le galassie *star-forming* non c'è totale accordo, infatti la MF realistica teorica ha, a basse masse, valori superiori rispetto a quella osservativa (di circa un fattore 1.25) a z alto ($z > 1.5$ nel caso di M13, già $z > 0.5$ per H14). A redshift inferiore a questo valore, in M13 si assiste invece ad una sottostima delle osservazioni di circa un fattore 1.5, mentre H14 riproduce meglio le osservazioni per $z \lesssim 0.5$. Le alte masse ($M > 10^{11} M_{\odot}$), invece, sembra vengano tracciate bene dalla MF convoluta fino a $z = 1.5$, dopodiché anche questo tipo di galassie viene sottostimato dai modelli (di un fattore 10 fino a $z \sim 2.5$, a z più alto anche di 2 ordini di grandezza).

Il fatto che vi sia un accordo decisamente migliore nella funzione di massa globale è spiegato da una parte dal fatto che sono le galassie *star-forming* a dominarne la morfologia, mentre il ruolo delle quiescenti può venir ben apprezzato solo ad alte masse o mediante una separata analisi, dall'altra, spesso, laddove, a basse masse, le galassie quiescenti mostrano una sovrabbondanza rispetto alle osservazioni, le *star-forming* vengono sottostimate dal modello.

Sovrapponendo le galassie quiescenti e quelle *star-forming* in un unico grafico (Figure 7.9 - 7.12) si può facilmente apprezzare che i diversi andamenti delle due tipologie di galassie tendono a compensarsi in alcuni intervalli di massa e di redshift. Spesso alle alte masse e a redshift intermedio ($z \sim 1$), infatti, vi è una sovrastima delle galassie *star-forming* accompagnata, contemporaneamente, da una sottostima delle quiescenti e questo fa sì che il confronto tra le MF totali presenti molto meno divario tra modelli ed osservazioni di quello diviso per tipologia.

Per $z \lesssim 1.5$, se il *quenching* delle galassie *star-forming* con $M > 10^{10-10.5} M_{\odot}$ fosse più efficace, sarebbe possibile migliorare il confronto con le osservazioni. Meccanismi che possono diminuire o inibire la formazione stellare, oltre al *feedback* da AGN, sono il *feedback* da supernovae, la *ram pressure stripping*, le interazioni gravitazionali all'interno degli ammassi e altri fenomeni che avvengono nei *clusters* e che tendono a rimuovere il mezzo interstellare attraverso *stripping* o evaporazione (Treu et al. 2003).

A $z > 1.5$, invece, il divario con la MF globale empirica ed il fatto che anche le *star-forming* siano sottostimate suggeriscono che le modifiche ai modelli debbano essere più radicali. In particolare, occorre, come detto in precedenza, un aumento della SF a redshift alto, che può essere favorito da una miglior trattazione del *feedback* da AGN, che incide notevolmente sulla coda massiva della MF.

In particolare, questo processo dovrebbe essere diminuito d'efficienza ad $z > 3$, per far sì che aumenti la formazione stellare nelle galassie massive, e reso più efficiente a redshift minore, in modo che le galassie, che hanno precedentemente aumentato la propria massa stellare, diventino quiescenti.

Ilbert et al. (2013) VS M13 (*star-forming*)

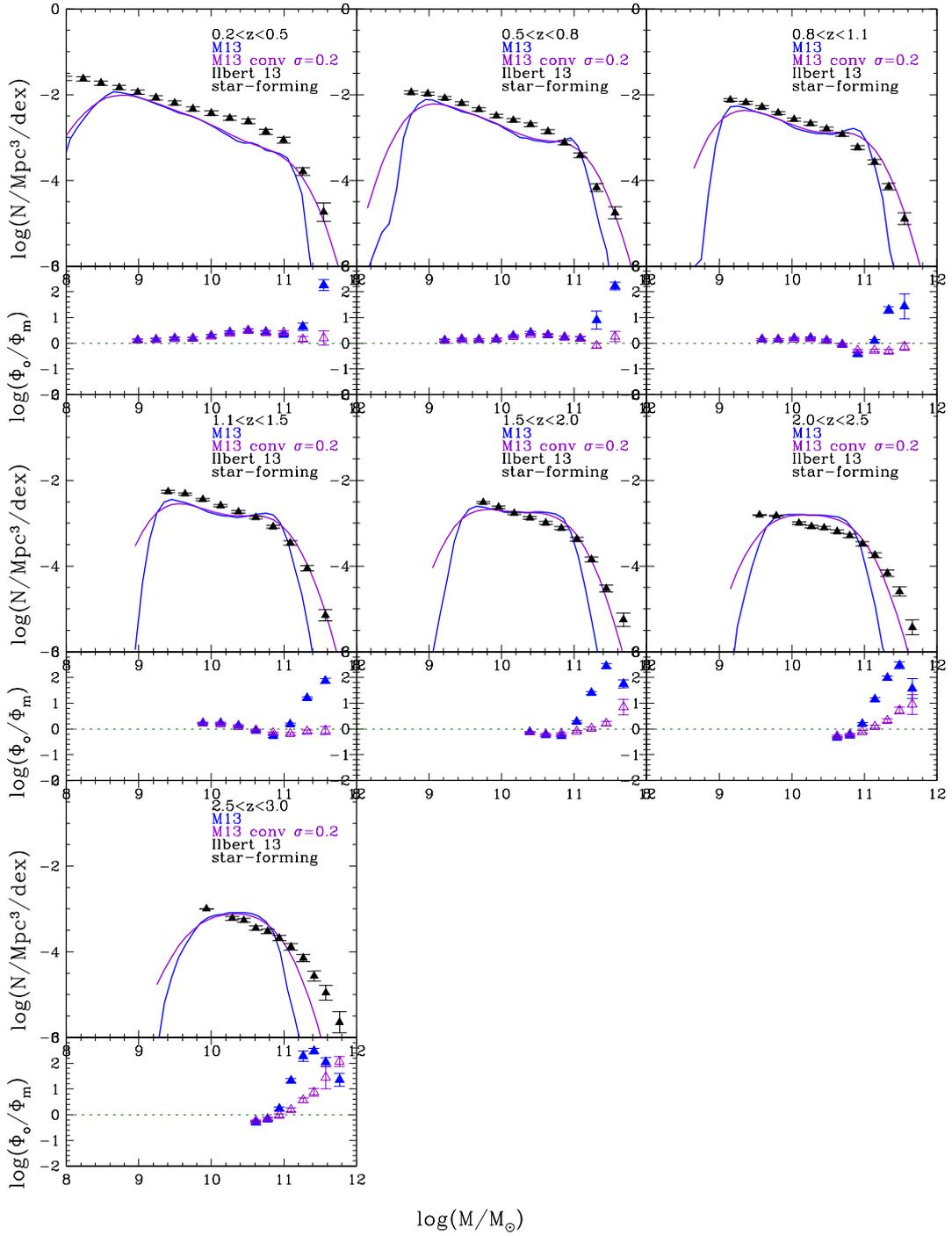


Figura 7.1: MF delle galassie *star-forming* con $\log(sSFR) > -11$ per il modello di M13 non convoluto e convoluto con una gaussiana con $\sigma = 0.2$ confrontata con i dati di Ilbert et al. (2013) con flusso limite $K < 24$

Ilbert et al. (2013) VS H14 (*star-forming*)

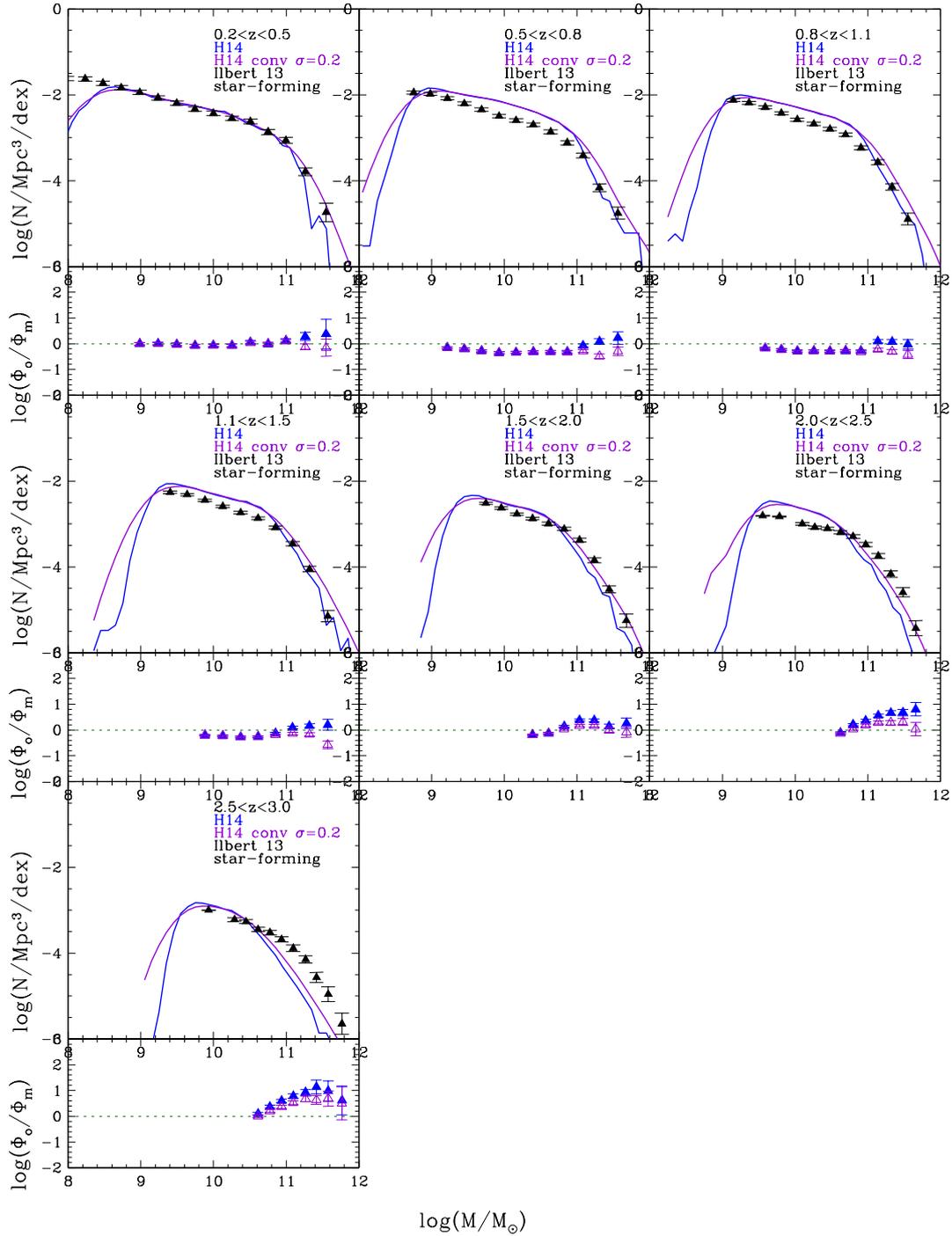


Figura 7.2: MF delle galassie *star-forming* con $\log(sSFR) > -11$ per il modello di H14 non convoluto e convoluto con una gaussiana con $\sigma = 0.2$ confrontata con i dati di Ilbert et al. (2013) con flusso limite $K < 24$

Ilbert et al. (2013) VS M13 (quiescenti)

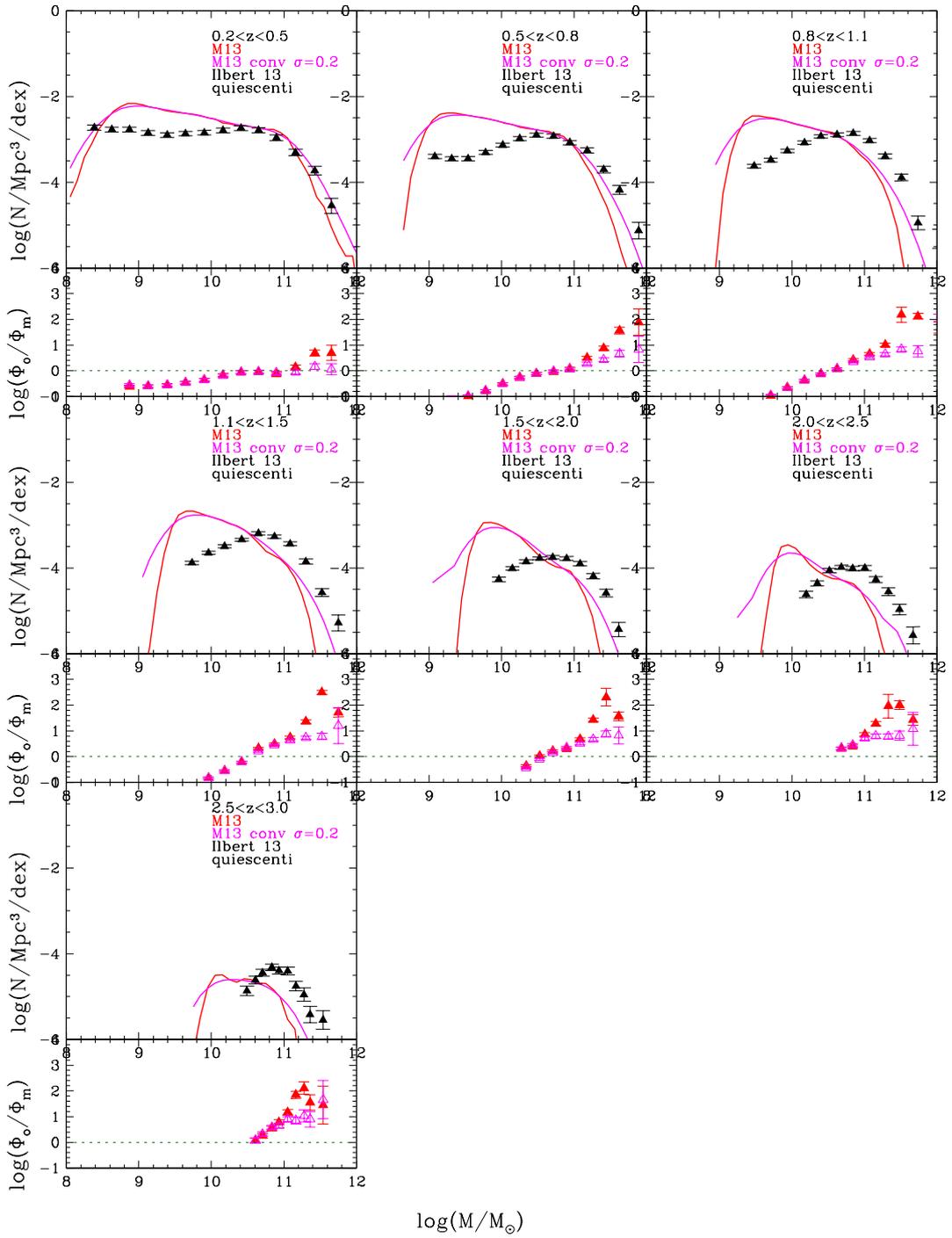


Figura 7.3: MF delle galassie quiescenti con $\log(sSFR) < -11$ per il modello di M13 non convoluto e convoluto con una gaussiana con $\sigma = 0.2$ confrontata con con i dati di Ilbert et al. (2013) con flusso limite $K < 24$

Ilbert et al. (2013) VS H14 (quiescent)

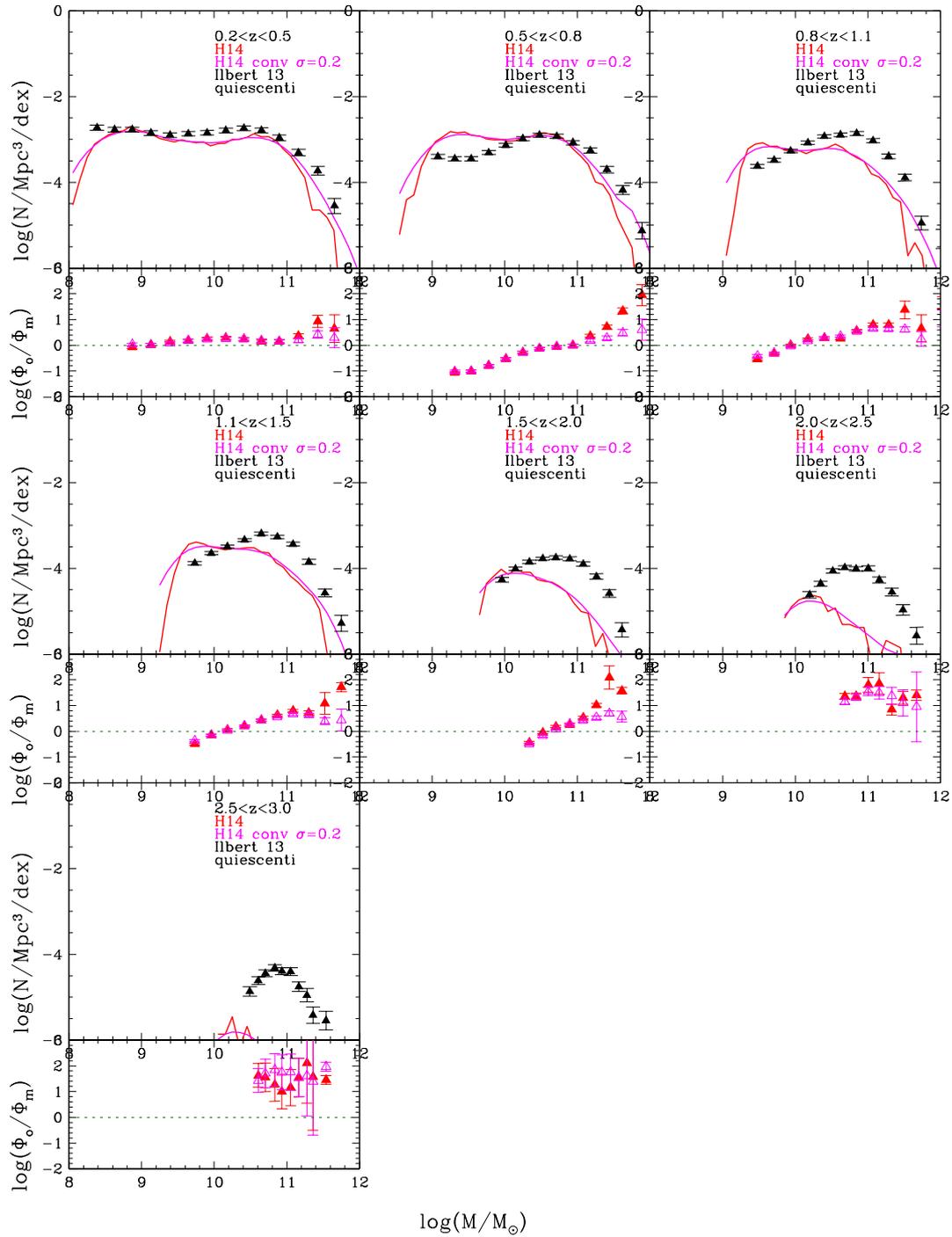


Figura 7.4: MF delle galassie quiescenti con $\log(sSFR) < -11$ per il modello di H14 non convoluto e convoluto con una gaussiana con $\sigma = 0.2$ confrontata con i dati di Ilbert et al. (2013) con flusso limite $K < 24$

Pozzetti et al. (2010) VS M13 (*star-forming*)

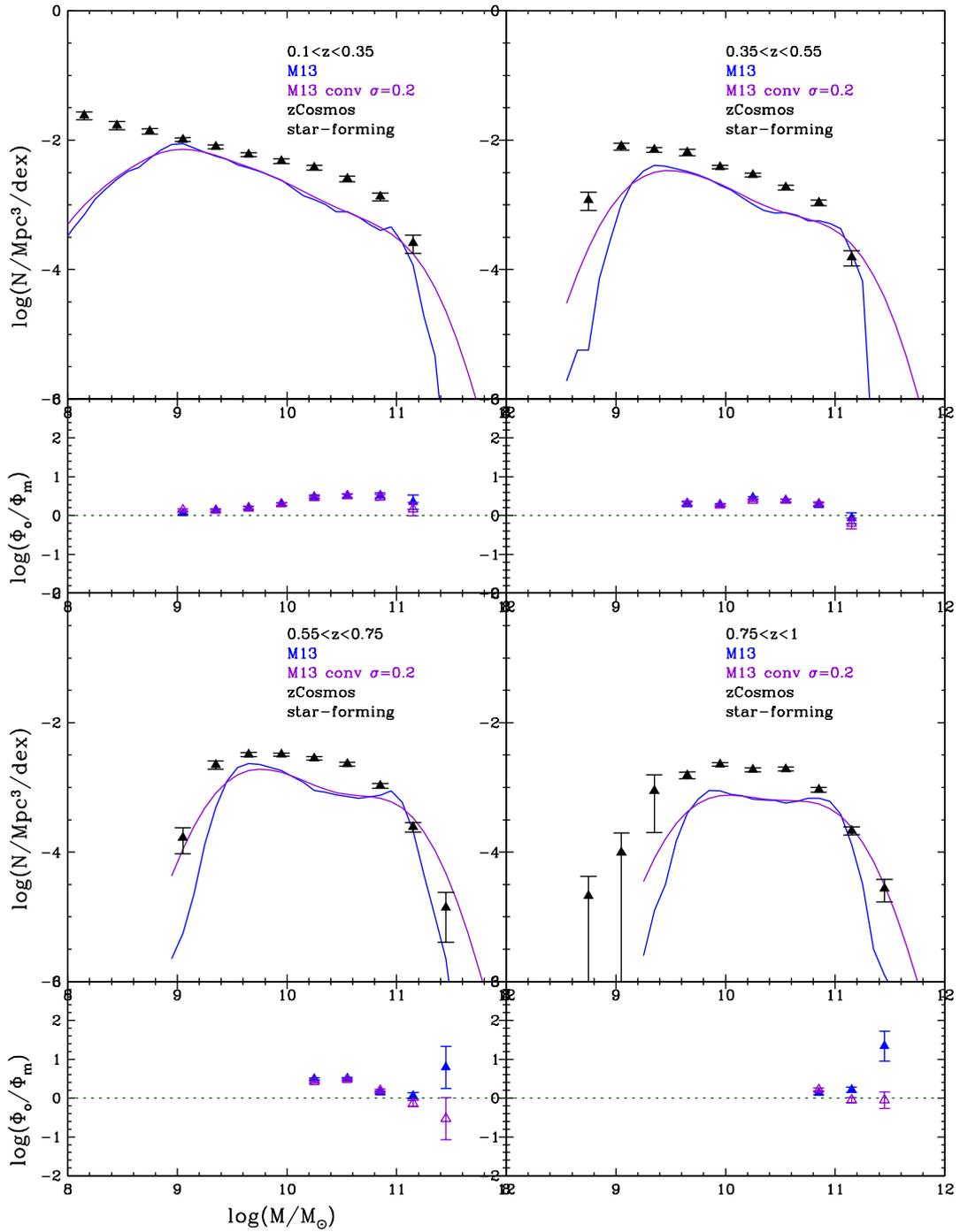


Figura 7.5: MF delle galassie *star-forming* con $\log(sSFR) > -11$ per il modello di M13 non convoluto e convoluto con una gaussiana con $\sigma = 0.2$ confrontata con i dati di Pozzetti et al. (2010) con flusso limite $I < 22.5$

Pozzetti et al. (2010) VS H14 (*star-forming*)

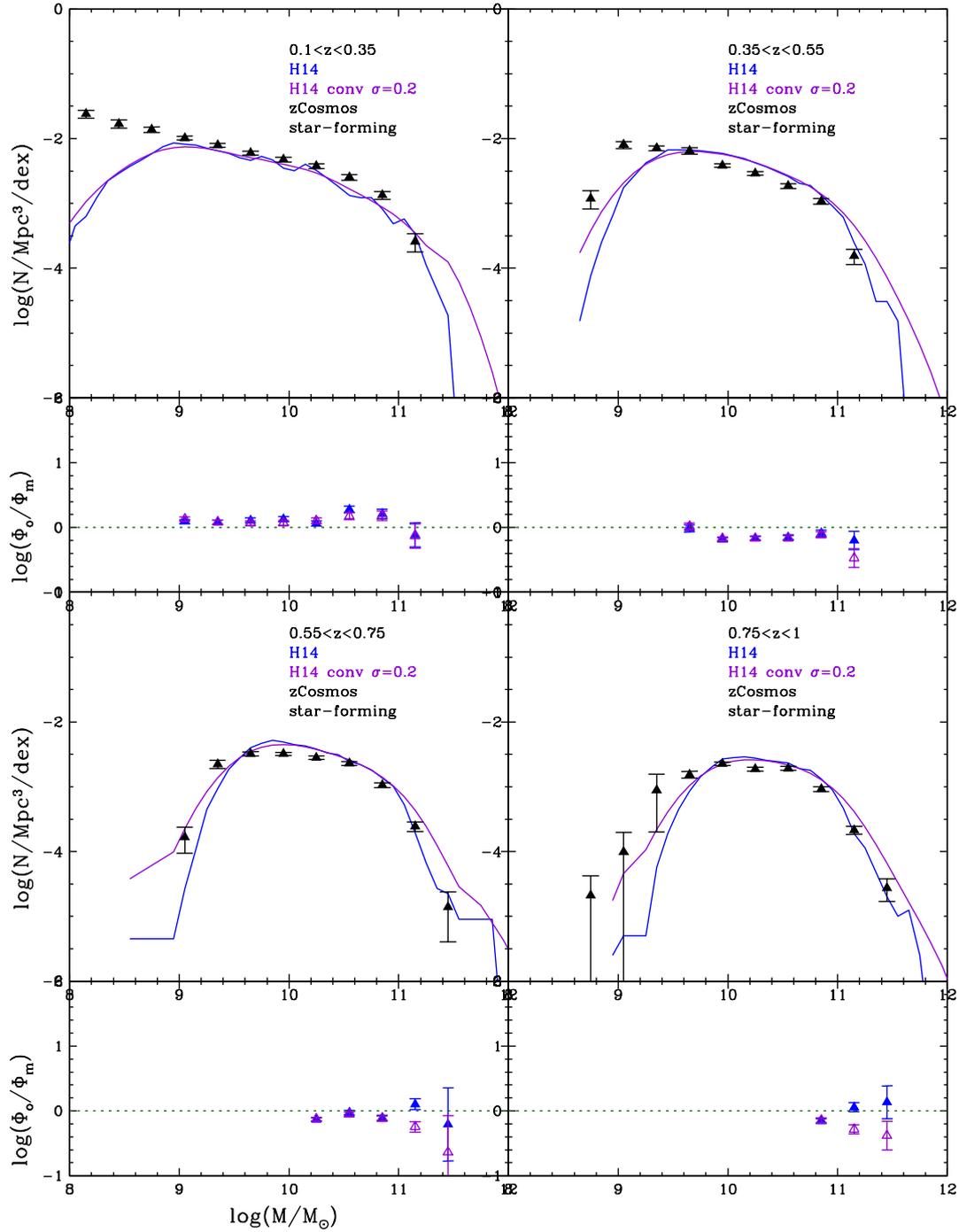


Figura 7.6: MF delle galassie *star-forming* con $\log(sSFR) > -11$ per il modello di H14 non convoluto e convoluto con una gaussiana con $\sigma = 0.2$ confrontata con i dati di Pozzetti et al. (2010) con flusso limite $I < 22.5$

Pozzetti et al. (2010) VS M13 (quiescenti)

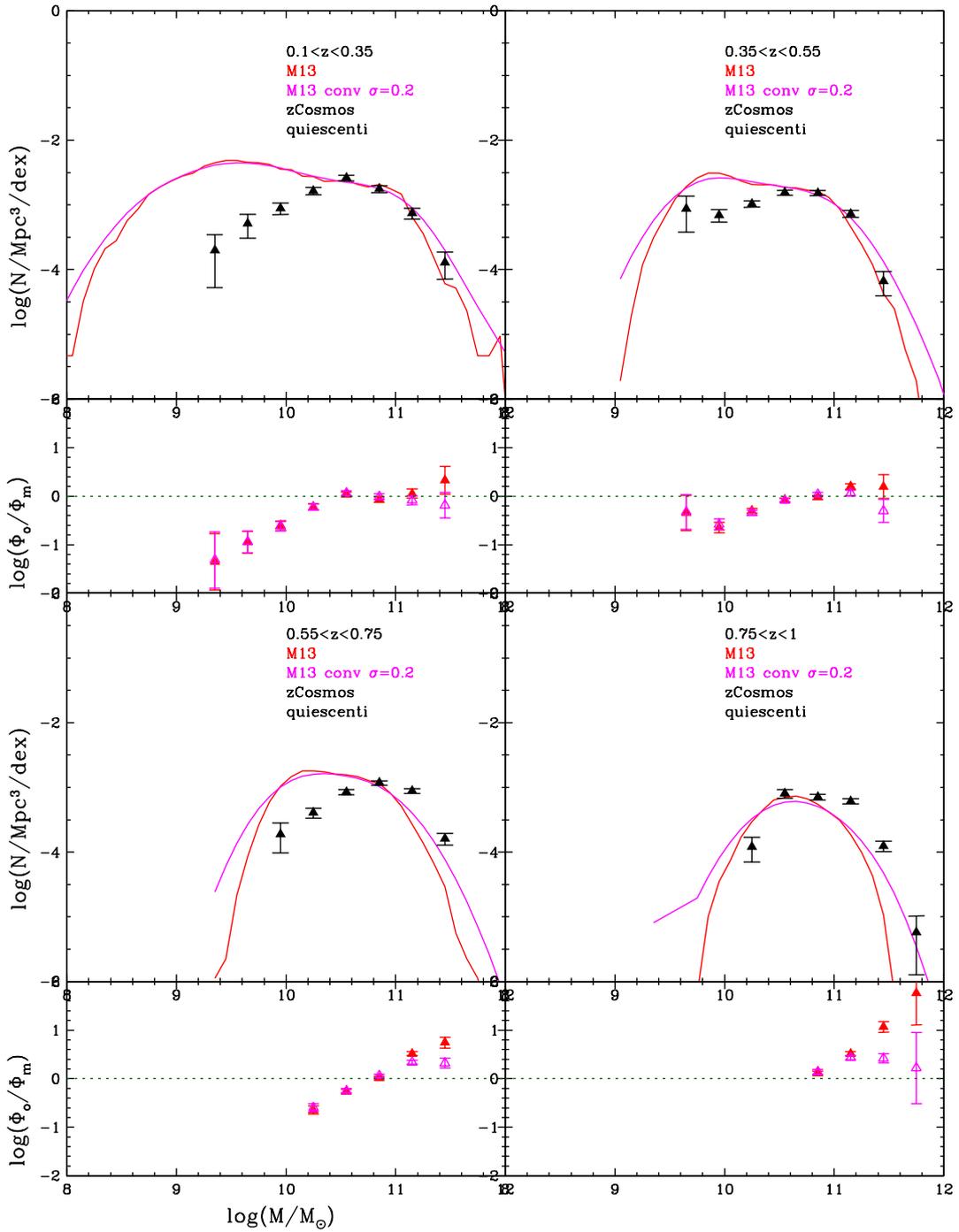


Figura 7.7: MF delle galassie quiescenti con $\log(sSFR) < -11$ per il modello di M13 non convoluto e convoluto con una gaussiana con $\sigma = 0.2$ confrontata con i dati di Pozzetti et al. (2010) con flusso limite $I < 22.5$

Pozzetti et al. (2010) VS H14 (quiescenti)

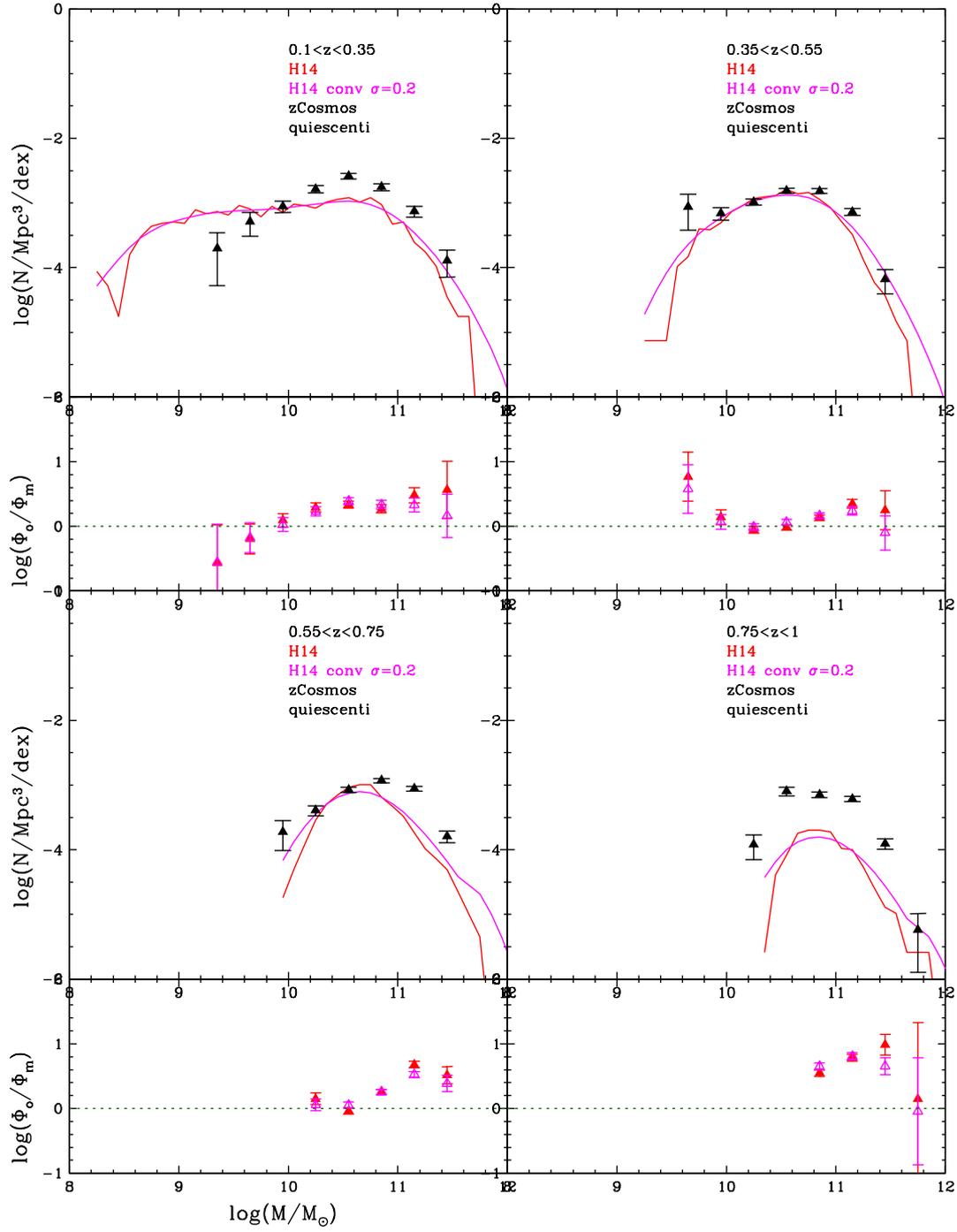


Figura 7.8: MF delle galassie quiescenti con $\log(sSFR) < -11$ per il modello di H14 non convoluto e convoluto con una gaussiana con $\sigma = 0.2$ confrontata con i dati di Pozzetti et al. (2010) con flusso limite $I < 22.5$

Ilbert et al. (2013) VS M13 (*star-forming* e quiescenti)

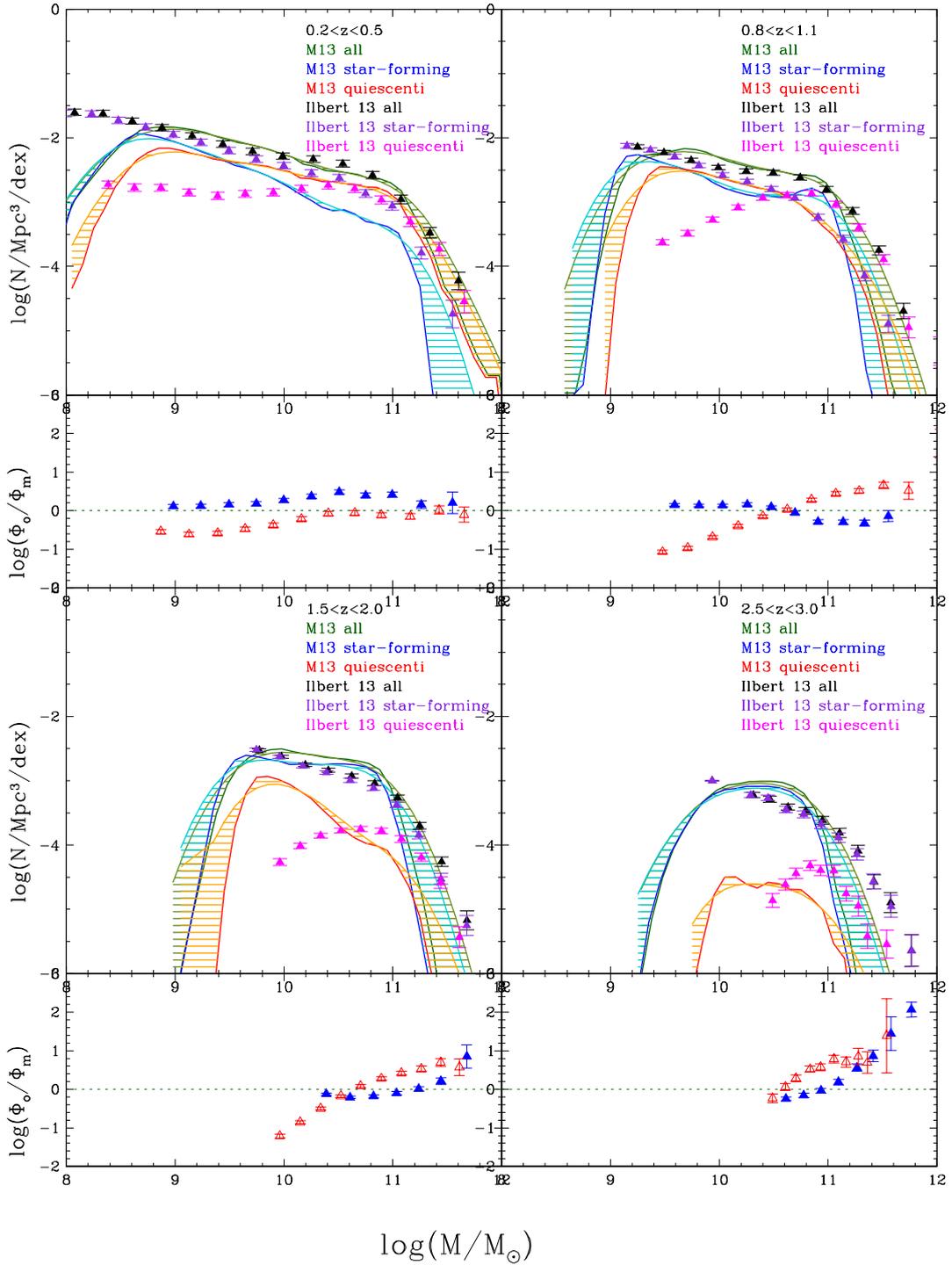


Figura 7.9: Contributo alla MF delle galassie *star-forming* e di quelle quiescenti alla MF totale per il modello di M13, confrontato con i dati di Ilbert et al. (2013). Sono graficate le MF convolute e non convolute ed è riempito lo spazio tra esse. Nei pannelli inferiori, il logaritmo del rapporto tra la funzione di massa osservata e quella dei modelli

Ilbert et al. (2013) VS H14 (*star-forming* e quiescenti)

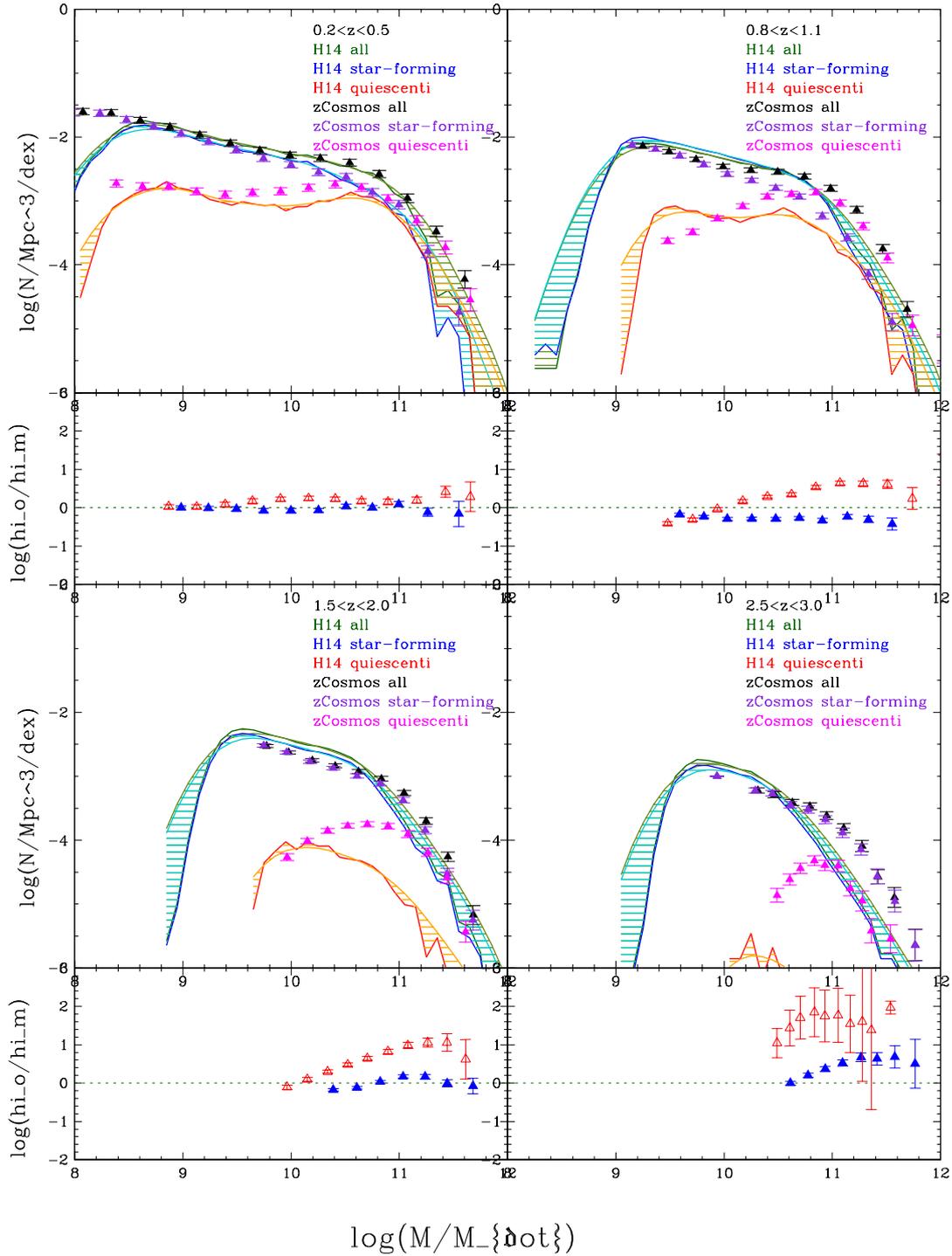


Figura 7.10: Contributo alla MF delle galassie *star-forming* e di quelle quiescenti alla MF totale per il modello di H14, confrontato con i dati di Ilbert et al. (2013). Sono graficate le MF convolute e non convolute ed è riempito lo spazio tra esse. Nei pannelli inferiori, il logaritmo del rapporto tra la funzione di massa osservata e quella dei modelli

Pozzetti et al. (2010) VS M13 (*star-forming* e quiescenti)

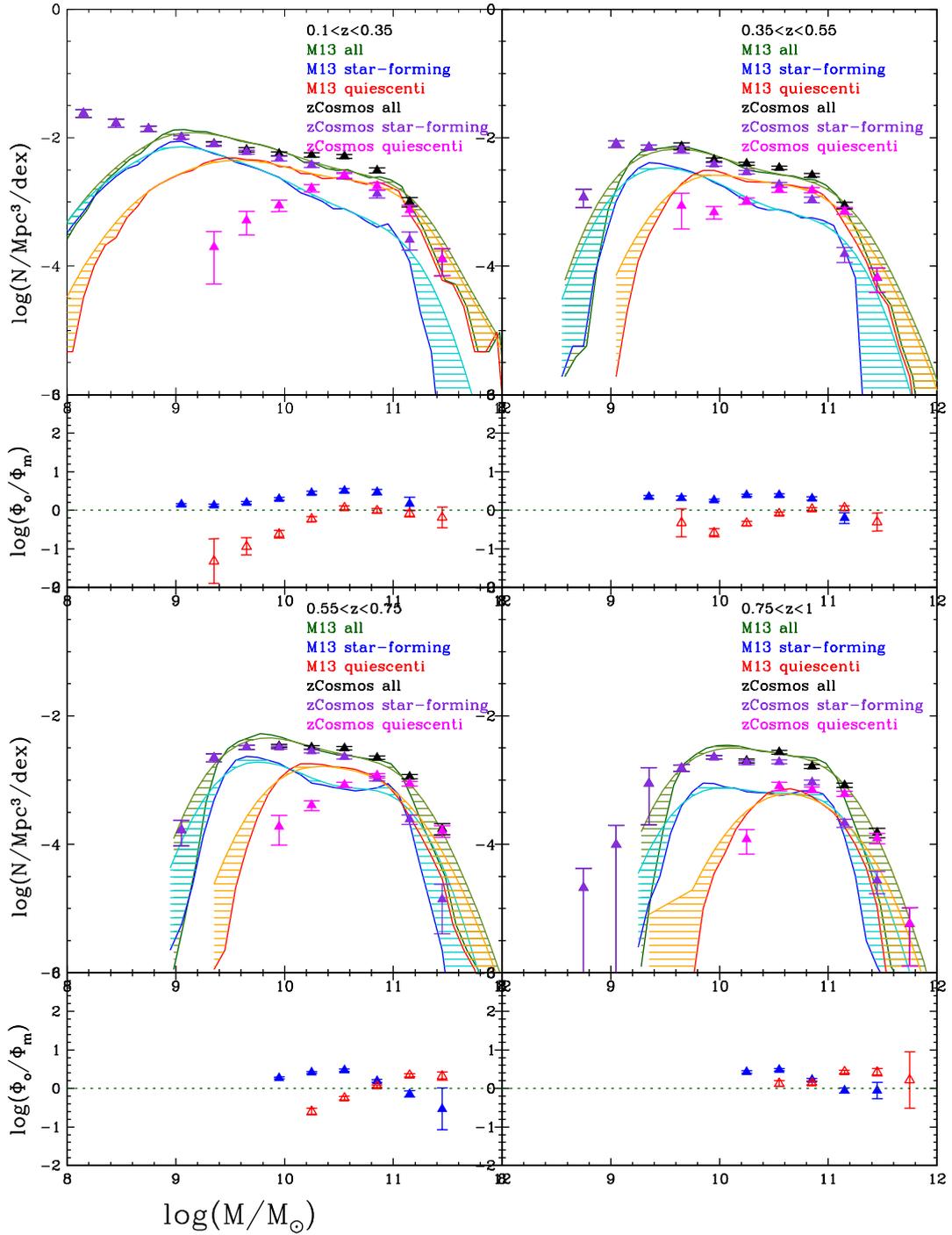


Figura 7.11: Contributo alla MF delle galassie *star-forming* e di quelle quiescenti alla MF totale per il modello di M13, confrontato con i dati di Pozzetti et al. (2010). Sono graficate le MF convolute e non convolute ed è riempito lo spazio tra esse. Nei pannelli inferiori, il logaritmo del rapporto tra la funzione di massa osservata e quella dei modelli

Pozzetti et al. (2010) VS H14 (*star-forming* e quiescenti)

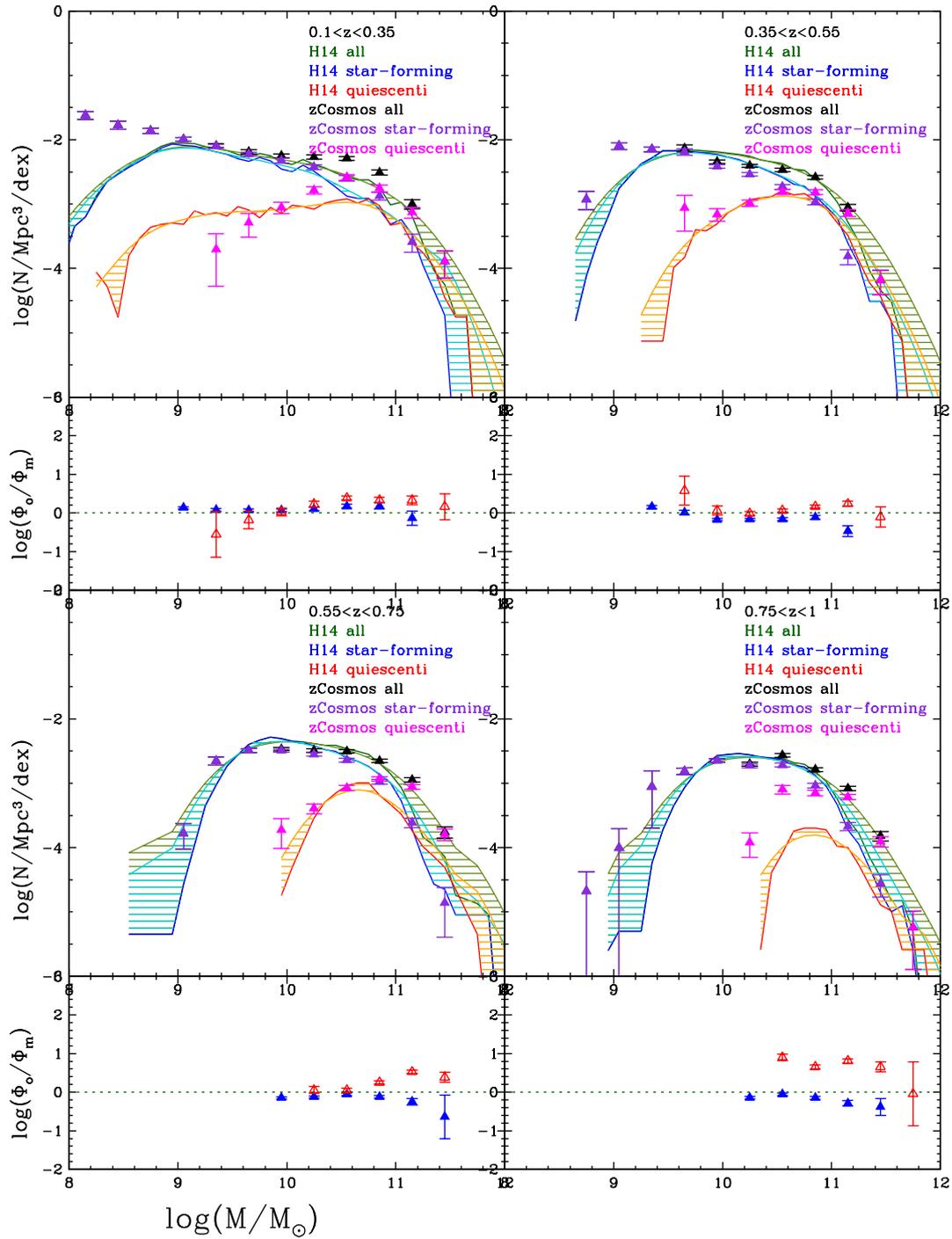


Figura 7.12: Contributo alla MF delle galassie *star-forming* e di quelle quiescenti alla MF totale per il modello di H14, confrontato con i dati di Pozzetti et al. (2010). Sono graficate le MF convolute e non convolute ed è riempito lo spazio tra esse. Nei pannelli inferiori, il logaritmo del rapporto tra la funzione di massa osservata e quella dei modelli

7.2 Osservazioni di Muzzin et al. (2013) e Tomczak et al. (2014)

Nell'articolo del 2014, Henriques et al. presentano un confronto tra le funzioni di massa del proprio modello e quelle derivate dai dati osservativi di Ilbert et al. (2013), Muzzin et al. (2013) e Tomczak et al. (2014), trovandole rispondenti ad essi. In questo lavoro, sono stati considerati i valori delle funzioni di massa relative alle galassie *star-forming* ed a quelle quiescenti presenti negli articoli di Muzzin et al. del 2013 e di Tomczak et al. del 2014. Il primo dei due campioni osservativi si riferisce alla *survey* Cosmos/UltraVISTA, ed ha un flusso limite di $K < 23.4$, il secondo è invece di FourStar Galaxy Evolution Survey (ZFOURGE) ed ha un flusso limite di $H < 25.9$. Il criterio di discriminazione tra *star-forming* e quiescenti utilizzato da Muzzin et al. (2013) è spiegato in seguito (Sec. 7.3.1), mentre Tomczak et al. considerano quiescenti le galassie tali per cui:

- $(U - V) > 0.88 \times (V - J) + 0.69$ per $z < 0.5$
 $(U - V) > 0.88 \times (V - J) + 0.59$ per $z < 0.5$
- $(U - V) > 1.3, (V - J) < 1.6$ per $z < 1.5$
 $(U - V) > 1.3, (V - J) < 1.5$ per $1.5 < z < 2$
 $(U - V) > 1.2, (V - J) < 1.4$ per $2 < z < 3.5$

Nelle (Figure 7.13 - 7.16), queste funzioni di massa sono state confrontate con quelle di Henriques negli intervalli di redshift più vicini tra quelli utilizzati per il confronto con i dati di Ilbert et al., divise tramite il criterio di sSFR.

Come si vede, non vi è accordo neanche con questi dati: le galassie *star-forming* vengono sovrastimate specialmente a masse intermedie, mentre le quiescenti vengono sottostimate a grandi masse già prima di $z=1$, fino a mostrare una fortissima discrepanza (più di un fattore 100) ad alto redshift. L'analisi descritta nelle prossime sezioni illustrerà il motivo per cui nell'articolo di Henriques et al. (2014) si riscontra invece un accordo decisamente migliore (Sec. 7.3.1).

Muzzin et al. (2013) VS H14 (*star-forming*)

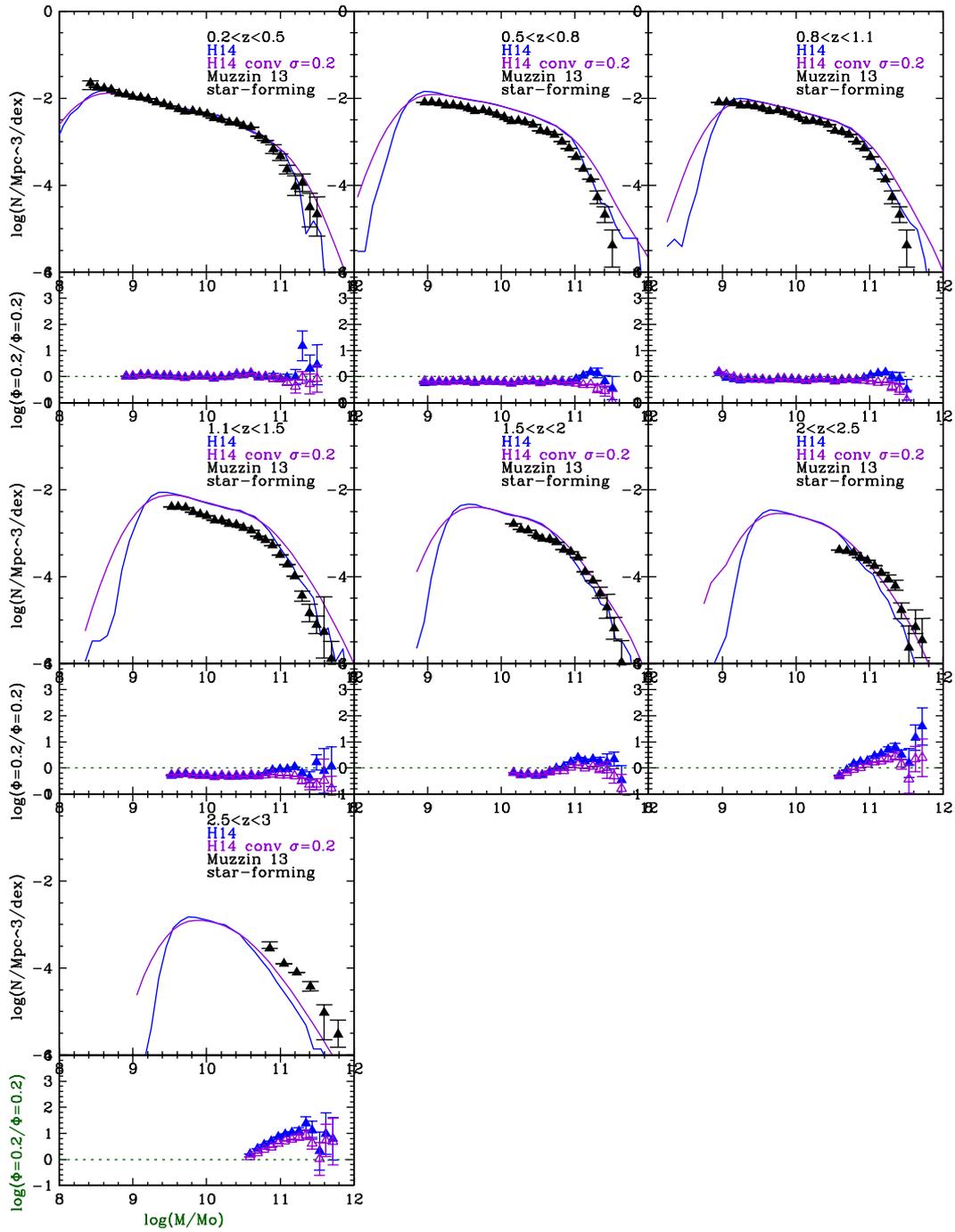


Figura 7.13: Confronto tra la funzione di massa relativa alle galassie *star-forming* nel modello di Henriques et al. e nei dati di Muzzin et al. (2013)

Muzzin et al. (2013) VS H14 (quiescent)

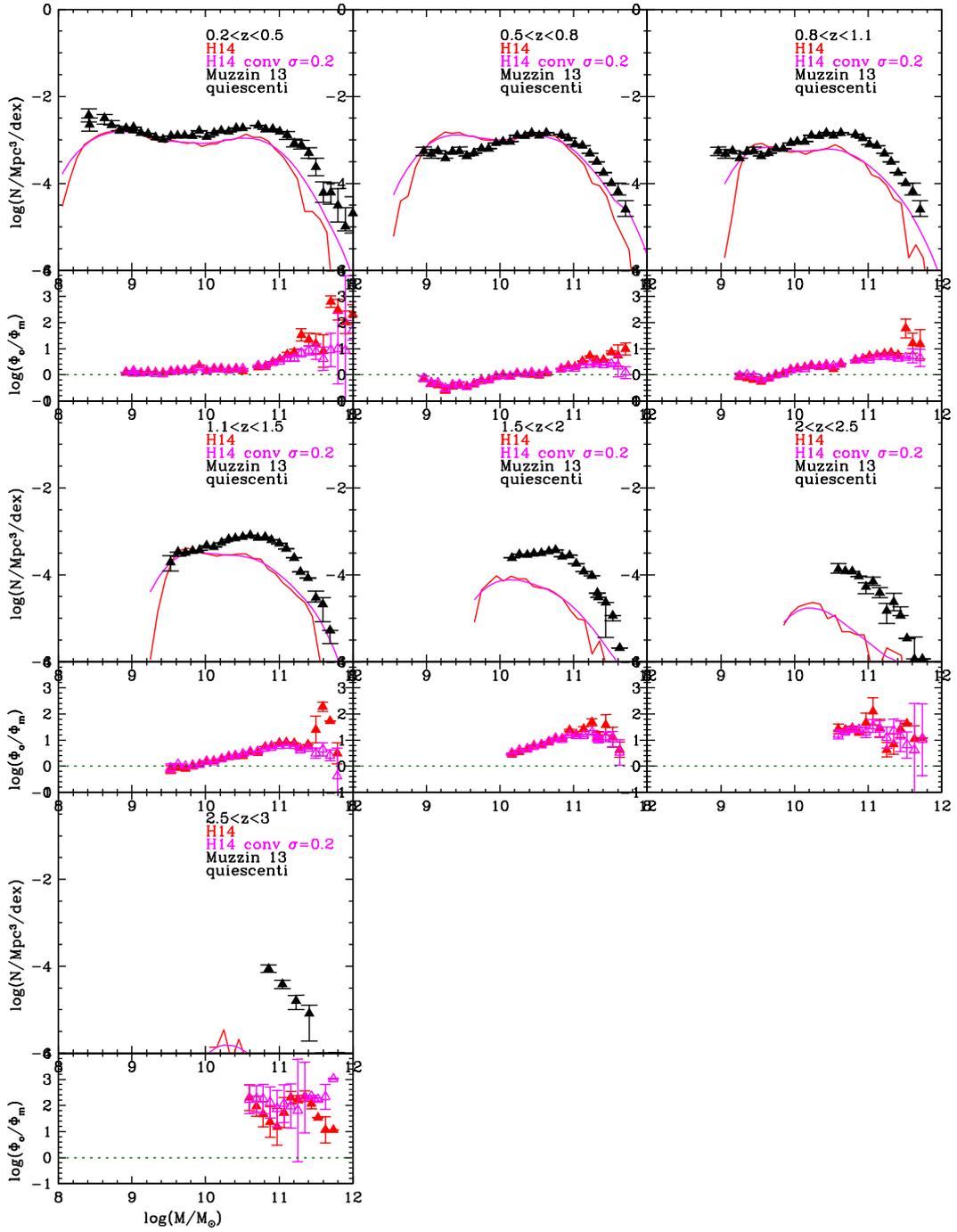


Figura 7.14: Confronto tra la funzione di massa relativa alle galassie quiescenti nel modello di Henriques et al. e nei dati di Muzzin et al. (2013)

Tomczak et al (2014) VS H14 (*star-forming*)

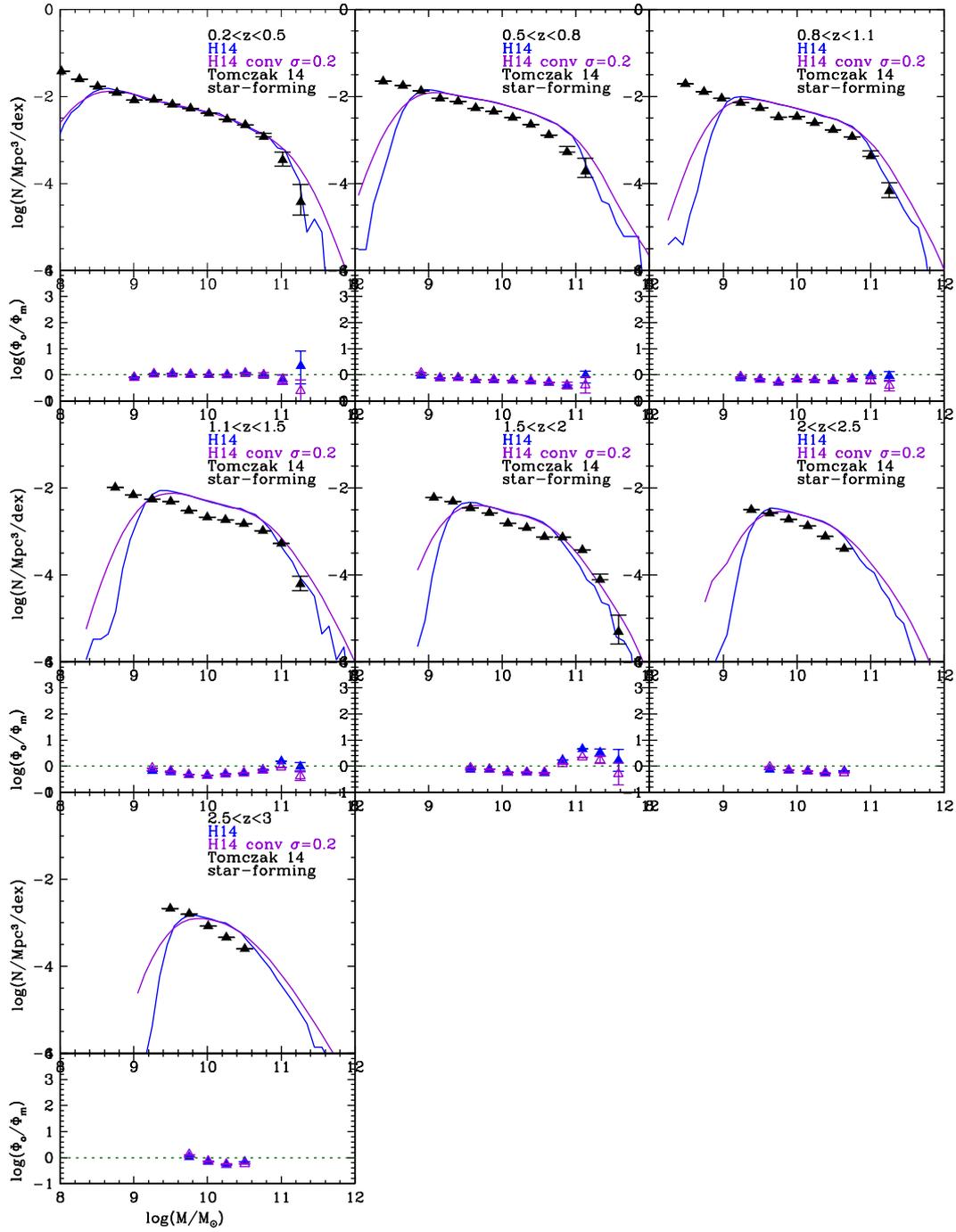


Figura 7.15: Confronto tra la funzione di massa relativa alle galassie *star-forming* nel modello di Henriques et al. e nei dati di Tomczak et al. (2014)

Tomczak et al. (2014) VS H14 (quiescent)

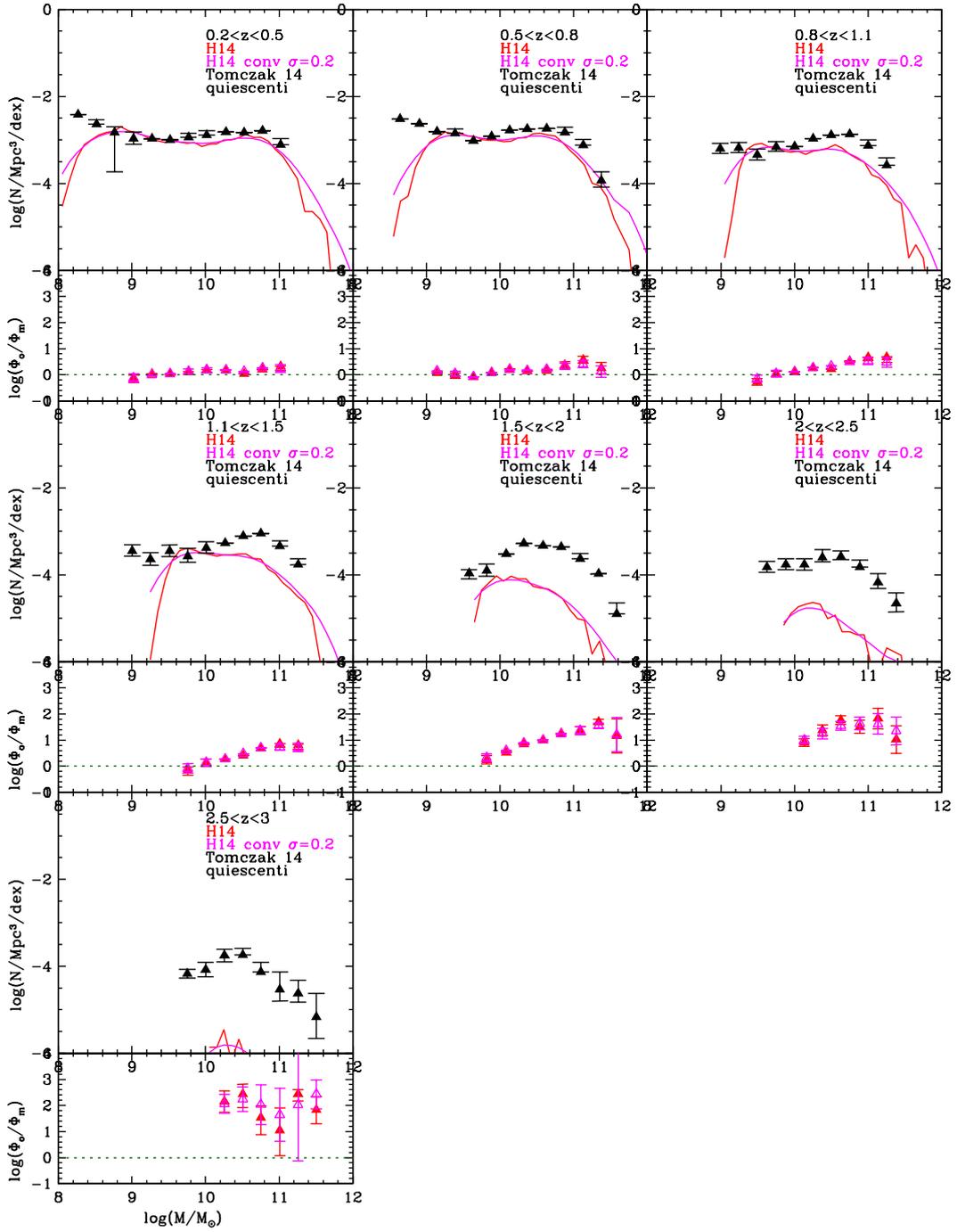


Figura 7.16: Confronto tra la funzione di massa relativa alle galassie quiescenti nel modello di Henriques et al. e nei dati di Tomczak et al. (2014)

7.3 Influenza del criterio di distinzione quiescenti/*star-forming*

7.3.1 Criterio di colore di Muzzin et al. (2013)

Fino a questo momento si è utilizzato, per distinguere le galassie tra *star-forming* e quiescenti, un criterio basato sullo sSFR (considerando quiescenti quelle aventi $\log(sSFR[yr^{-1}]) < -11$), ma questa non è l'unica possibilità. In letteratura sono state infatti adoperate diverse modalità di distinzione. Si può ipotizzare che cambiando il criterio di selezione delle galassie tra *star-forming* e quiescenti, una parte di quelle che secondo un metodo erano considerate *star-forming* possano essere classificate nell'altro come quiescenti, producendo un miglior accordo coi dati. Il criterio di selezione usato da Henriques et al. nell'articolo del 2014 si rifanno a quello di Muzzin et al. (2013), basato su differenze di colore, in cui vengono considerate quiescenti le galassie in cui:

- $U - V > 1.3$ e $U - J < 1.5$ a tutti i redshift e
- $U - V > (U - J) \times 0.88 + 0.69$ per $z < 1$
- $U - V > (U - J) \times 0.88 + 0.59$ per $1 < z < 4$

Di seguito, è riportato il grafico relativo ai dati di Muzzin et al. (2013), preso dall'articolo, che mostra le galassie del campione con la separazione tra *star-forming* e quiescenti adottando il criterio appena esposto (Fig. 7.17).

Le figure successive (Fig. 7.18 - 7.19) mostrano gli stessi diagrammi per le galassie presenti nel campione di M13 e in quello di H14. Sono state anche evidenziate le galassie considerate quiescenti secondo il criterio di sSFR. Il taglio in flusso adottato per i modelli è lo stesso dei dati osservativi ($K < 23.4$).

Come si nota, nei modelli la situazione è un po' diversa se la selezione avviene con questo nuovo criterio o con quello basato sullo sSFR, soprattutto nel caso di M13. Vi sono infatti galassie considerate quiescenti secondo una delle due modalità che non lo sono nell'altro e viceversa. In particolare, nel modello H14, ad alto redshift ($z \gtrsim 2$) non compaiono più galassie quiescenti secondo questo criterio di colore. Viceversa, in M13 si nota che le galassie selezionate come quiescenti secondo questo criterio sono molto maggiori in numero che non quelle con $sSFR < -11$, soprattutto ad alto redshift ($z > 1.1$) e, come si vedrà successivamente (Fig. 8.25), questo comporta che la funzione di massa stellare teorica sia più alta di quella delle osservazioni anche a grandi masse. Nei dati osservativi si nota invece come continuano ad esserci galassie quiescenti anche a redshift molto alto, anche $z > 3$.

In H14, vi è quindi un grande disaccordo per quanto riguarda i colori delle galassie, soprattutto ad alto redshift, dove le galassie rosse e con poca formazione stellare non riescono ad essere riprodotte in numero sufficiente (o non vengono riprodotte affatto) dai modelli.

Selezionando le galassie secondo questo criterio, sono stati poi fatti confronti con le osservazioni di Ilbert et al. (2013) e Muzzin et al. (2013), ottenendo il risultato visualizzabile nelle Figure 7.20 - 7.23.

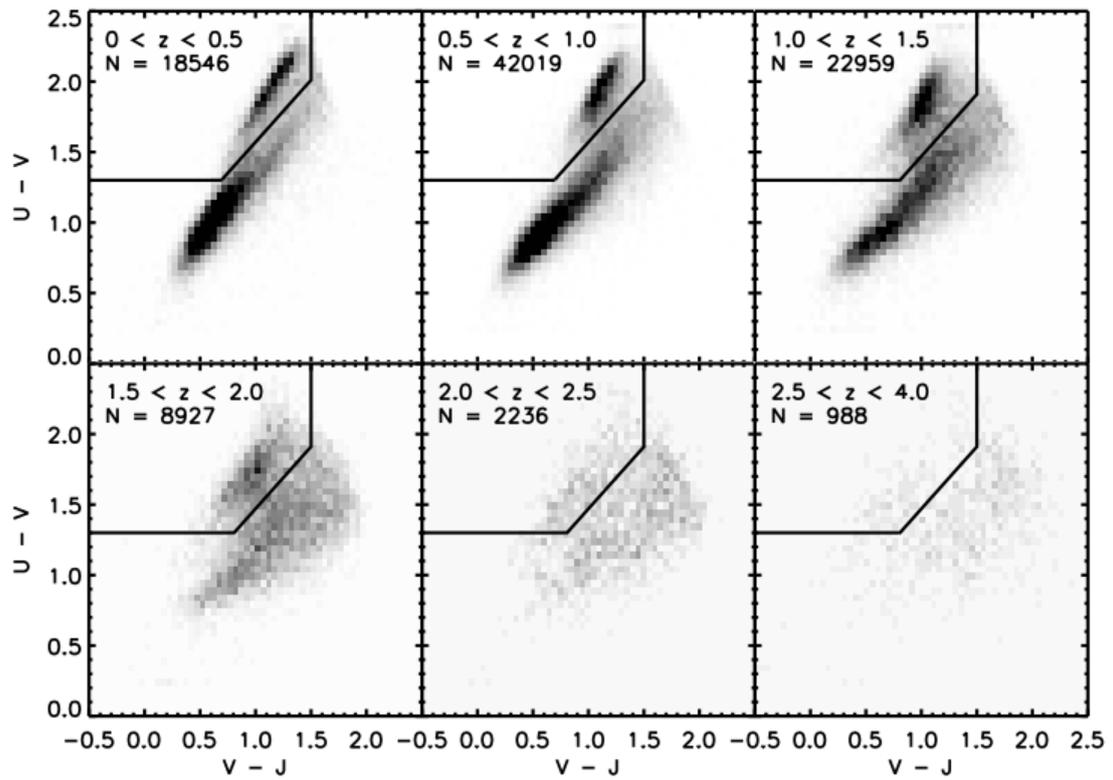


Figura 7.17: Al variare del redshift, sono mostrate le galassie delle osservazioni utilizzate di Muzzin et al. (2013). La linea nera si riferisce alla demarcazione tra quiescenti e *star-forming*, rispetto alla quale le quiescenti si trovano in alto a sinistra

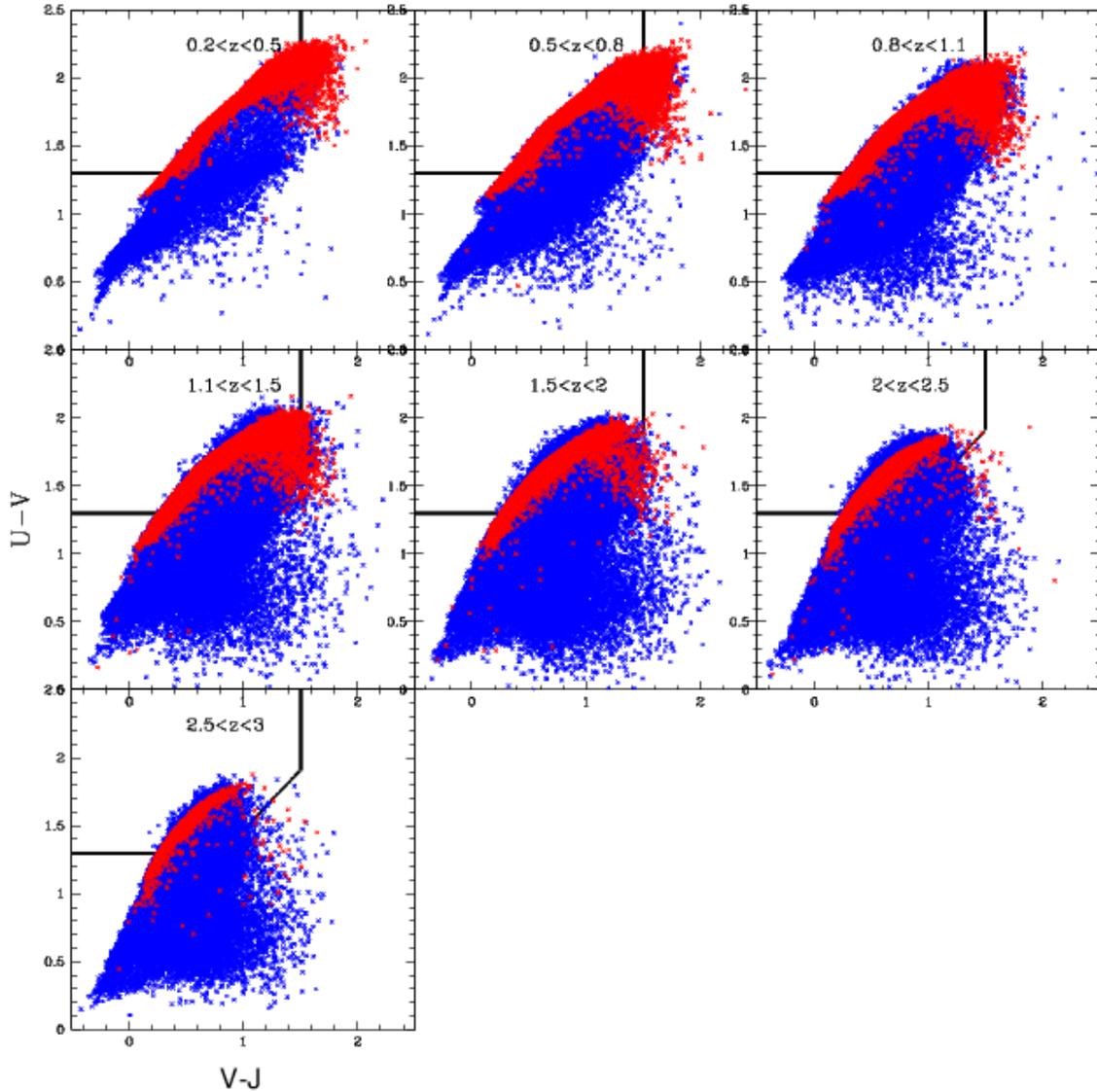


Figura 7.18: Al variare del redshift, sono mostrate le galassie con del catalogo di M13, con flusso limite pari a $K < 24$, divise tra quiescenti e *star-forming* in base al criterio spiegato nell'articolo di Muzzin et al. (2013). La linea nera si riferisce alla demarcazione tra quiescenti e *star-forming*, rispetto alla quale le quiescenti si trovano in alto a sinistra. In rosso le quiescenti sulla base dello sSFR ($\log(sSFR) > -11$)

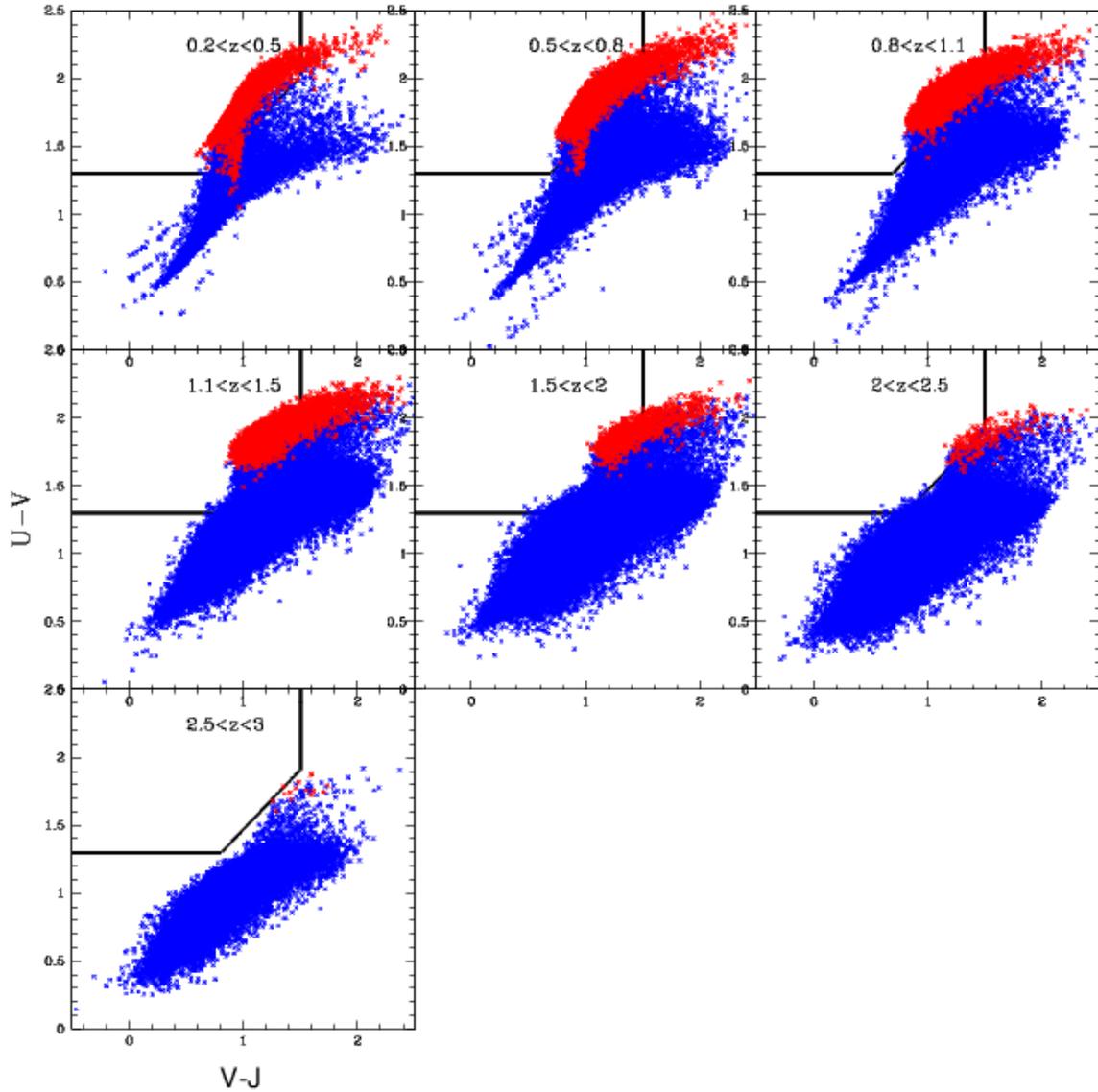


Figura 7.19: Al variare del redshift, sono mostrate le galassie del catalogo di Henriques et al. (2014), con flusso limite pari a $K < 24$, divise tra quiescenti e *star-forming* in base al criterio spiegato nell'articolo di Muzzin et al. (2013). La linea nera si riferisce alla demarcazione tra quiescenti e *star-forming*, rispetto alla quale le quiescenti si trovano in alto a sinistra. In rosso le quiescenti sulla base dello sSFR ($\log(sSFR) > -11$)

Muzzin et al. (2013), Ilbert et al. (2013) VS M13 (*star-forming*)

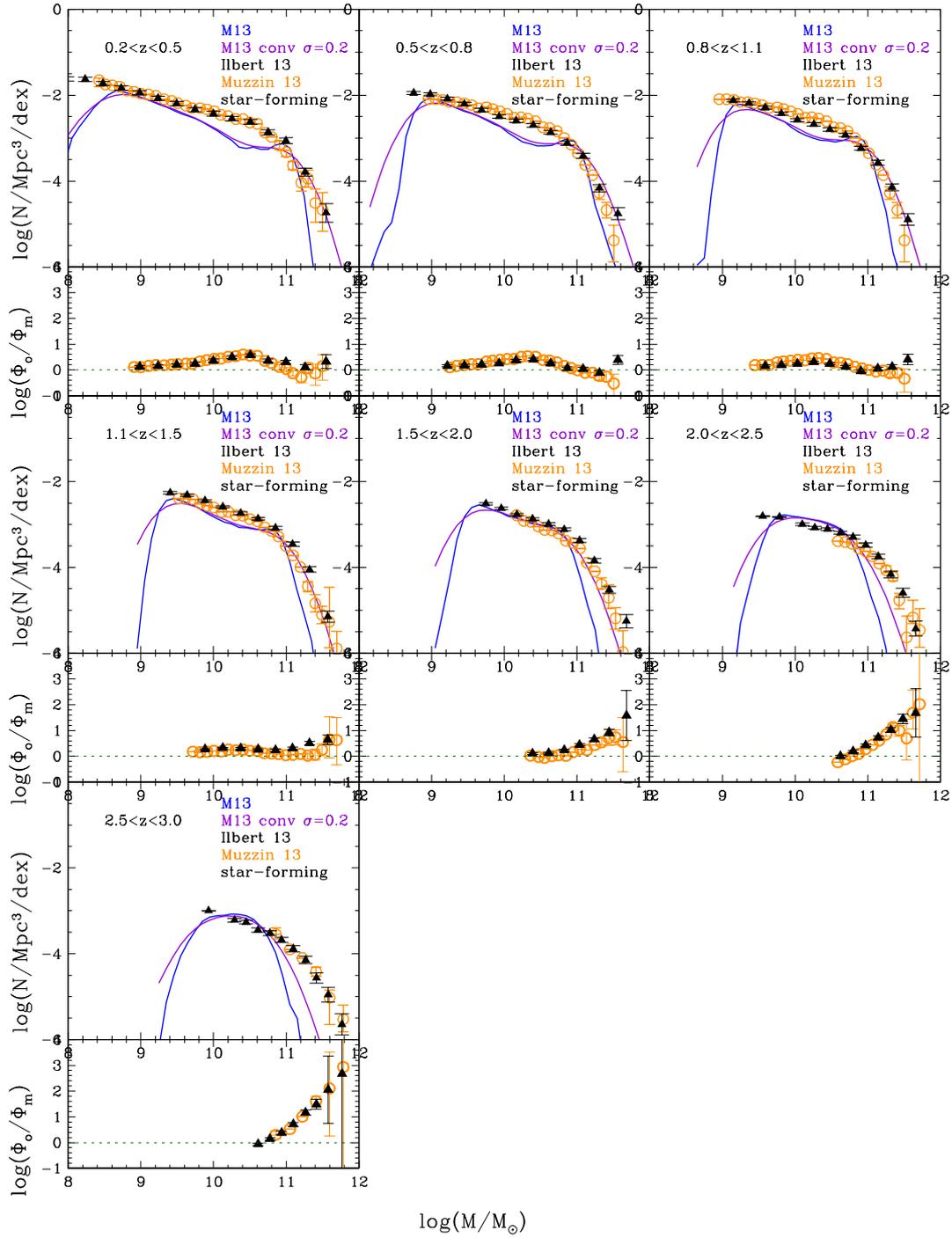


Figura 7.20: MF delle galassie *star-forming*, selezionate in base al colore secondo il criterio di Muzzin et al. (2013), per il modello di M13 non convoluto e convoluto con una gaussiana con $\sigma = 0.2$ confrontata con le osservazioni di Ilbert et al. (2013) e con quelle di Muzzin et al. (2014), con flusso limite $K < 24$

Muzzin et al. (2013), Ilbert et al. (2013) VS M13 (quiescenti)

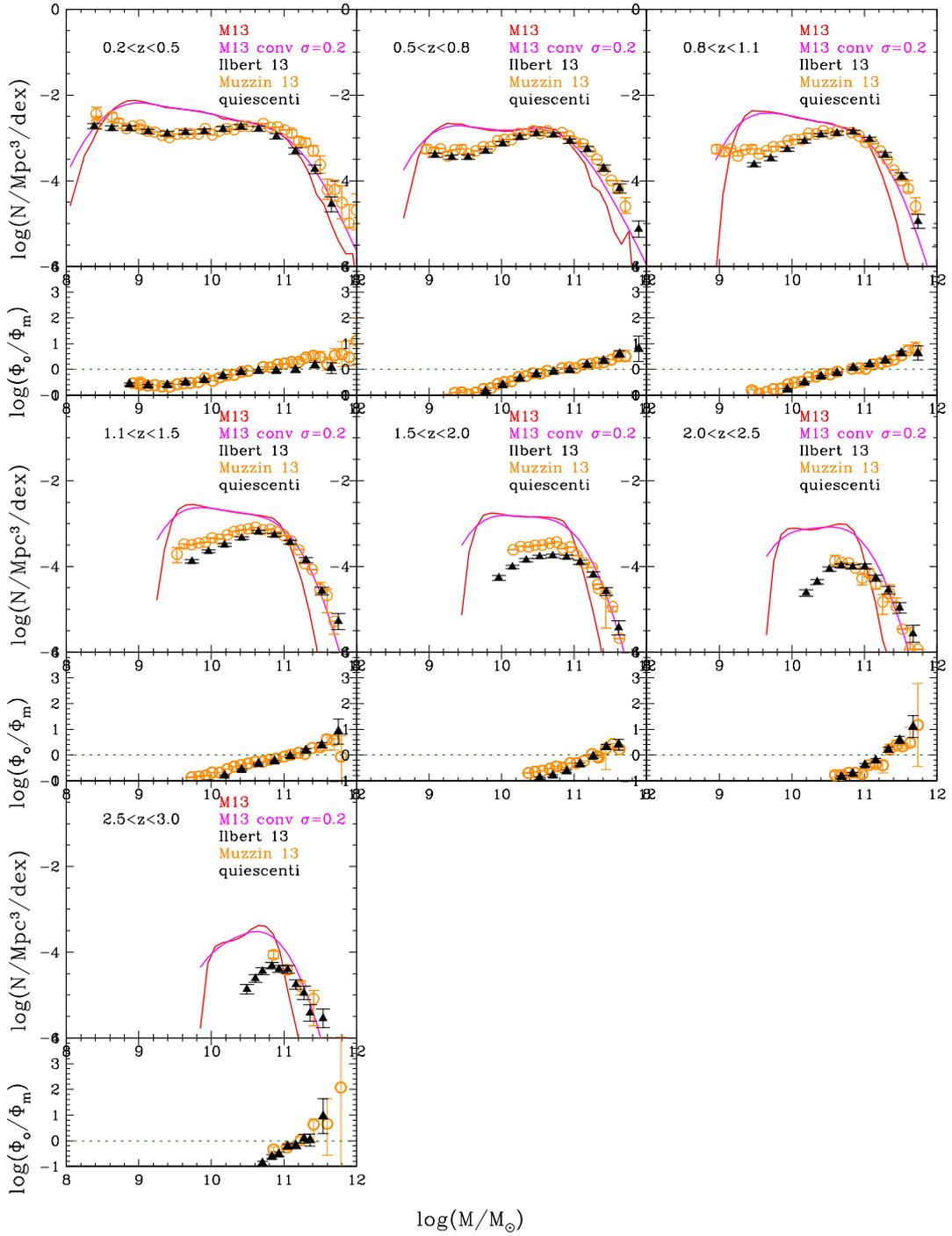


Figura 7.21: MF delle galassie quiescenti, selezionate in base al colore secondo il criterio di Muzzin et al. (2013), per il modello di M13 non convoluto e convoluto con una gaussiana con $\sigma = 0.2$ confrontata con le osservazioni di Ilbert et al. (2013) e con quelle di Muzzin et al. (2014), con flusso limite $K < 24$

Muzzin et al. (2013), Ilbert et al. (2013) VS H14 (*star-forming*)

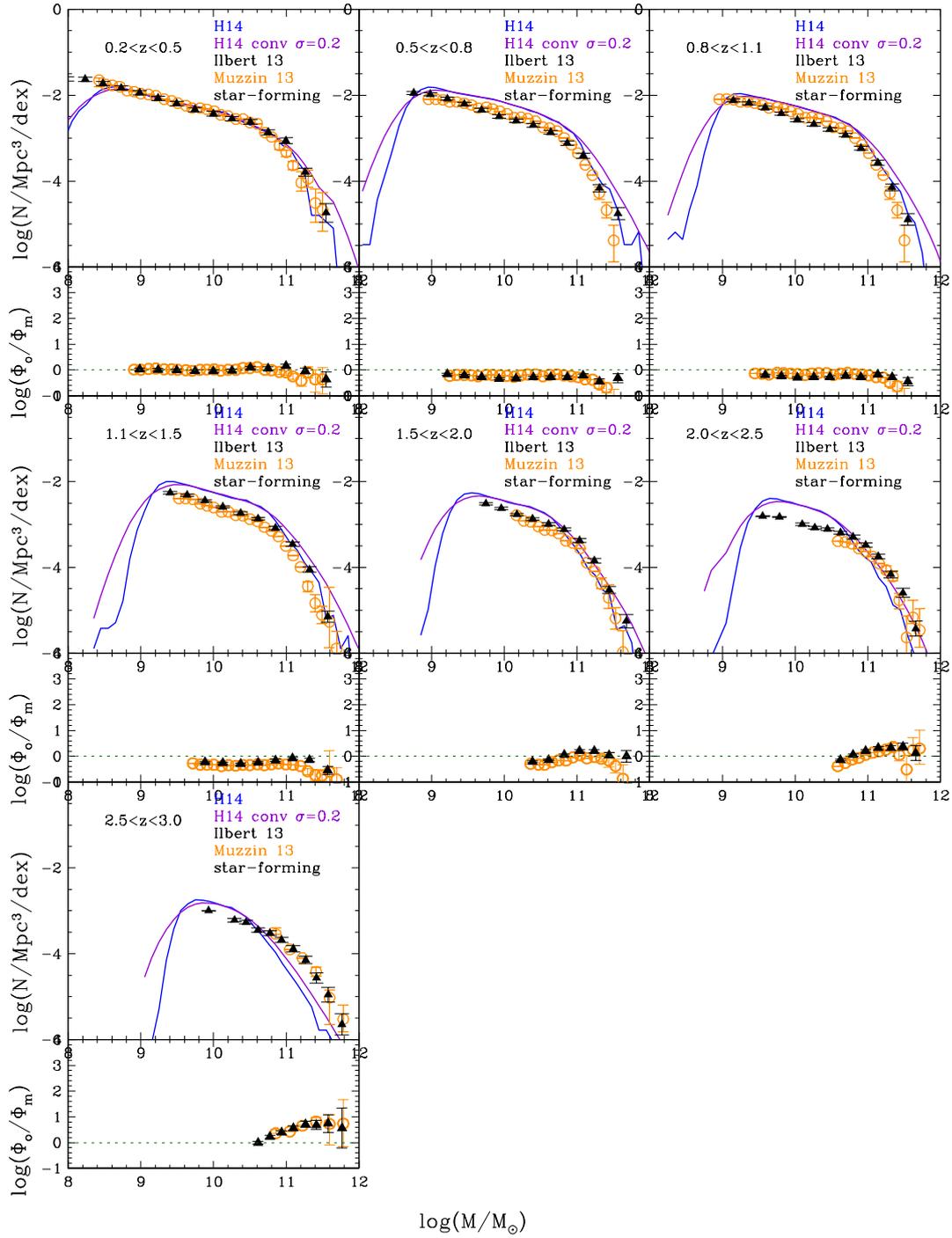


Figura 7.22: MF delle galassie *star-forming*, selezionate in base al colore secondo il criterio di Muzzin et al. (2013), per il modello di H14 non convoluto e convoluto con una gaussiana con $\sigma = 0.2$ confrontata con le osservazioni di Ilbert et al. (2013) e con quelle di Muzzin et al. (2014), con flusso limite $K < 24$

Muzzin et al. (2013), Ilbert et al. (2013) VS H14 (quiescent)

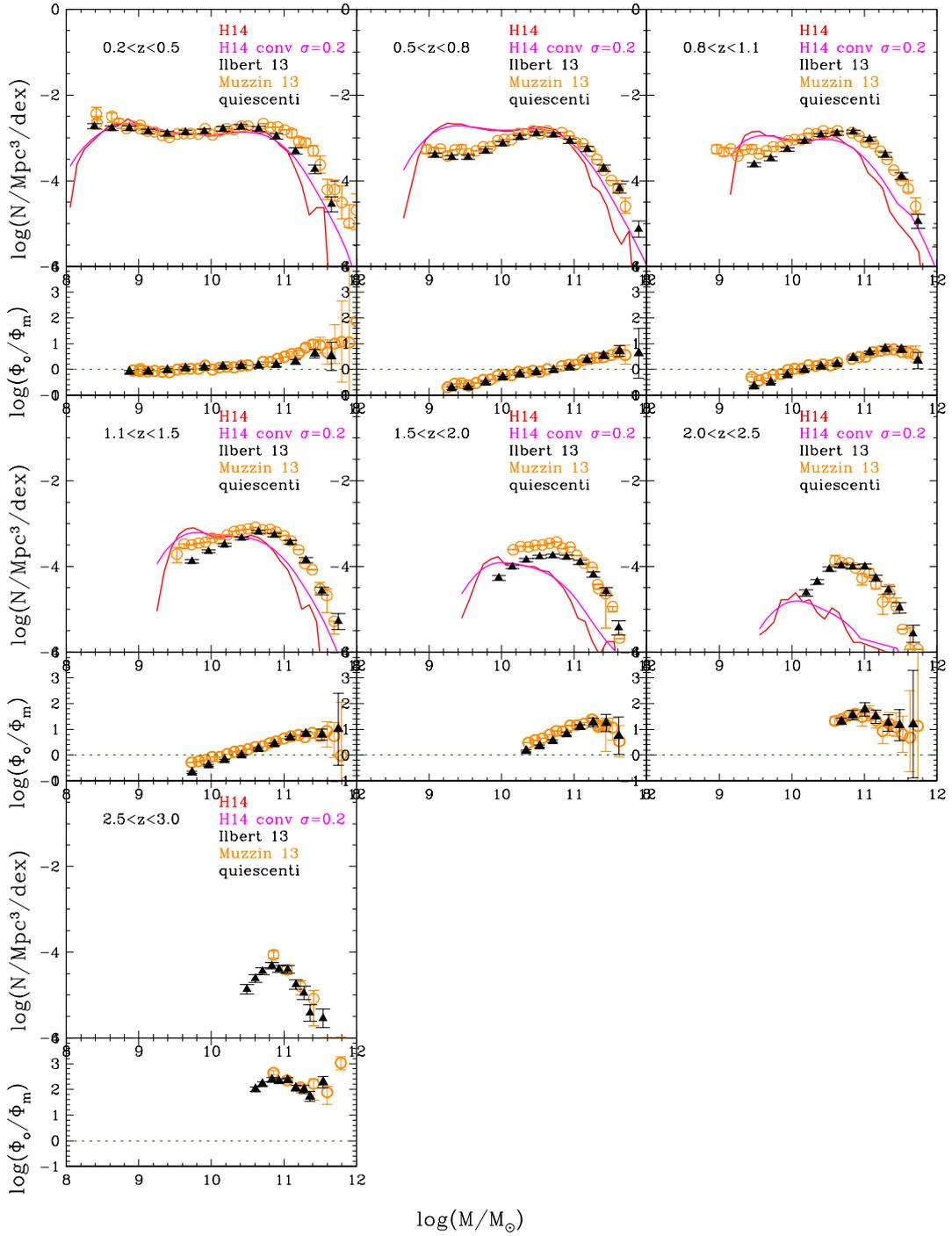


Figura 7.23: MF delle galassie quiescenti, selezionate in base al colore secondo il criterio di Muzzin et al. (2013), per il modello di H14 non convoluto e convoluto con una gaussiana con $\sigma = 0.2$ confrontata con le osservazioni di Ilbert et al. (2013) e con quelle di Muzzin et al. (2014), con flusso limite $K < 24$

Non è però con questo tipo di selezione che Henriques et al. confrontano il proprio modello con i dati osservativi, ma con una versione modificata del criterio di Muzzin et al. (2013), versione che si basa su di una bimodalità che l'autore visualizza nei grafici di colore relativi al proprio campione simulato. Per questo motivo le funzioni teoriche di H14 divise per tipologia sembrano, nell'articolo, in accordo con le osservazioni.

L'immagine sottostante (Fig. 7.24), tratta dal citato articolo di Henriques, mostra i diagrammi U-V/V-J relativi al campione di H14, dove la linea continua si riferisce all'originaria partizione di Muzzin et al. (2013) e la linea tratteggiata alla divisione operata da Henriques. Come si può notare, con questo secondo criterio, una quantità significativa di galassie è riclassificata come quiescente. Mentre in precedenza ad alto redshift ($0.2 < z < 3$) non vi era alcuna galassia classificata come quiescente in questo modello, col nuovo criterio diverse galassie vengono considerate tali e questo permette una compatibilità coi dati osservativi (Fig. 7.25).

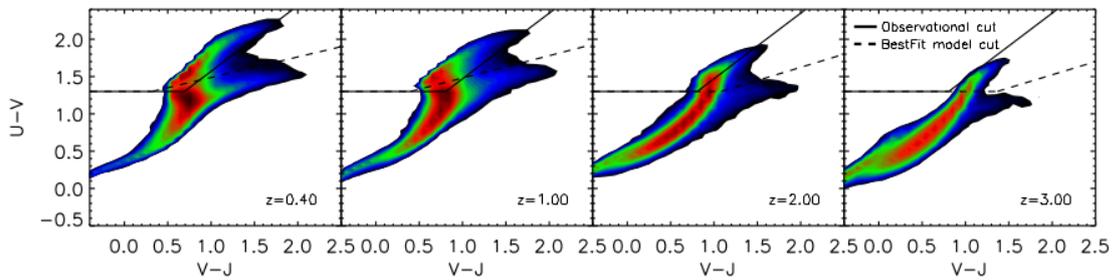


Figura 7.24: Distribuzione delle galassie del campione di H14 nel diagramma U-V/V-J al variare del redshift. La linea continua si riferisce al criterio di Muzzin et al. (2013), quella tratteggiata a quello adottato da Henriques et al. nell'articolo del 2014.

7.3.2 Criterio di colore di Ilbert et al. (2013)

Il campione osservativo di Ilbert et al. (2013) è stato precedentemente confrontato con le MF teoriche distinte tra *star-forming* e quiescenti in base al criterio di sSFR, tuttavia il criterio di distinzione utilizzato da Ilbert et al. è leggermente diverso e si basa sul colore. Si è quindi deciso di selezionare dal catalogo di Henriques et al. le galassie in base allo stesso criterio utilizzato delle osservazioni di Ilbert et al. presenti in questo lavoro. Con questo approccio, sono considerate quiescenti le galassie tali per cui:

- $(NUV - r) > (r - J) + 1$
- $(NUV - r) > 3.1$

Il valore di $NUV - r$ è infatti un buon indicatore del tasso di formazione stellare attuale rispetto a quello passato.

La figura 7.26, ripresa dall'articolo di Ilbert et al. (2013), mostra le galassie del suo campione col criterio di suddivisione sopra indicato rappresentato dalla linea nera. Nella Figura 7.27, sono visibili le galassie suddivise allo stesso modo per il campione di Henriques, per il quale si disponeva di tali dati. Nel caso di M13 non si aveva invece a

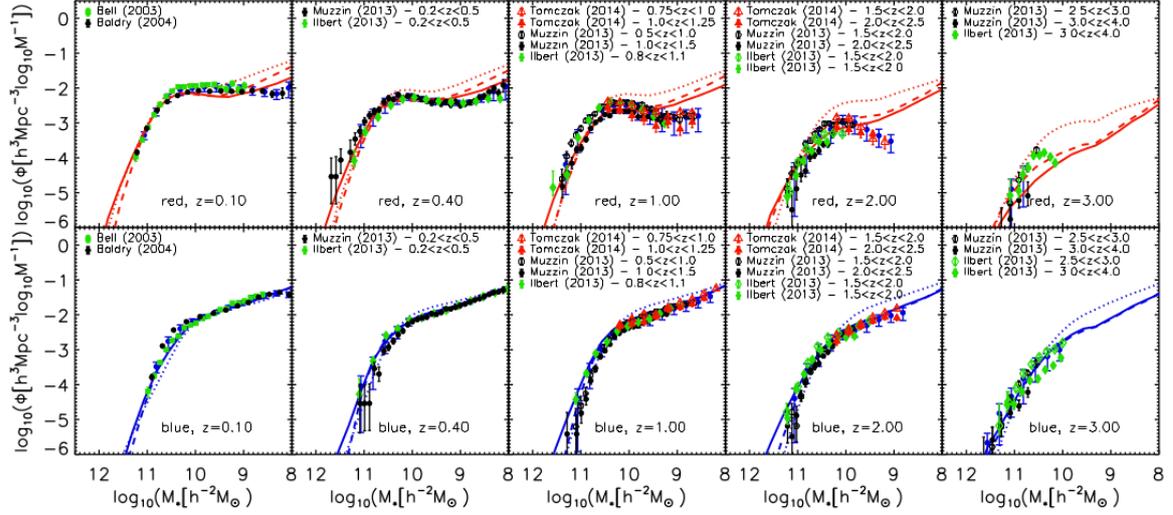


Figura 7.25: MF teorica del campione di H14, per le galassie *star-forming* e quiescenti, divise secondo il metodo esposto nell’articolo, confrontate con le osservazioni dei campioni di Bell et al. (2003), Baldry et al. (2004), Tomczak et al. (2014), Muzzin et al. (2013) e Ilbert et al. (2013).

disposizione NUV per ripetere tale analisi. Anche in questo caso sono state evidenziate in rosso le galassie quiescenti secondo il criterio di sSFR.

Si nota come i due criteri (quello di Ilbert et al. (2013), basato sul colore e quello basato sullo sSFR) non siano così dissimili, se non per il fatto che vi è un numero leggermente maggiore di galassie considerate quiescenti soprattutto a basso redshift. Si osserva anche che questa distinzione rispecchia piuttosto bene la bimodalità del grafico a basso redshift, meno ad alto. Anche nel caso dei dati, la demarcazione sembra seguire la bimodalità, ma a $z > 2$ vi è anche in questo confronto una grande differenza tra modelli ed osservazioni. Infatti le galassie quiescenti sono ancora una volta in numero maggiore nei dati che non nelle simulazioni.

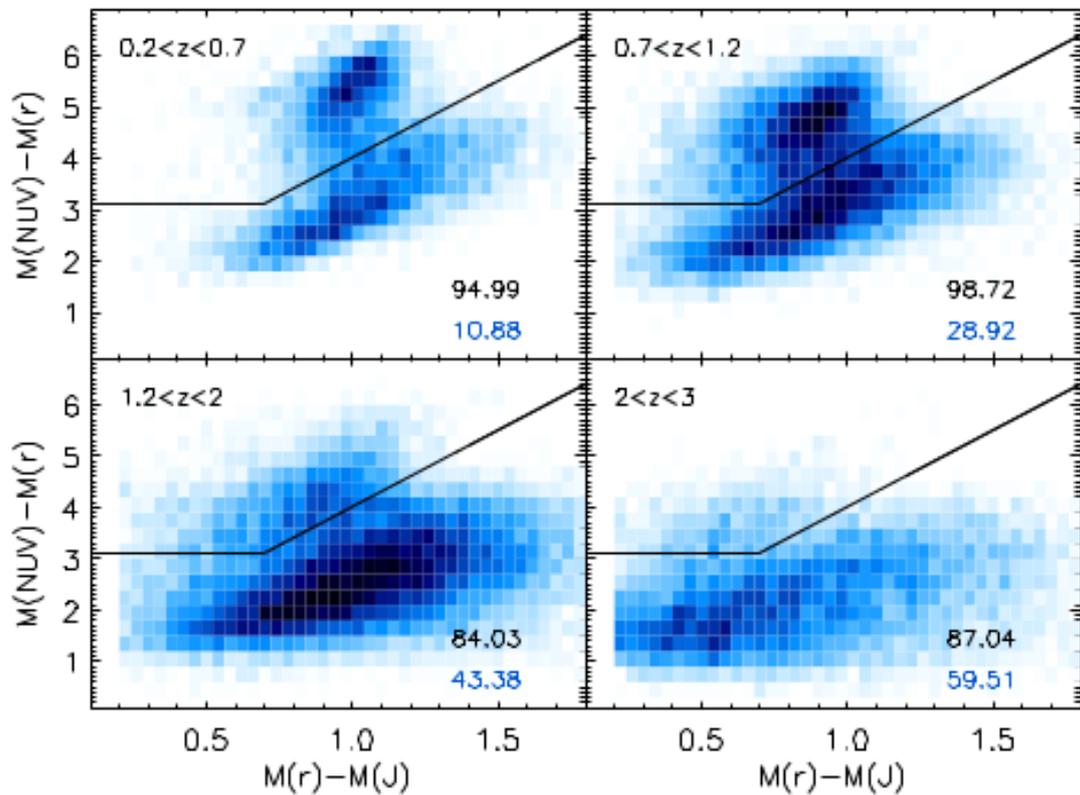


Figura 7.26: Disposizione delle galassie del campione di Ilbert et al. (2013) nel diagramma NUV-r VS r-J, divise in quiescenti e *star-forming* secondo il criterio sopracitato. Le quiescenti si trovano in alto a sinistra rispetto alla linea nera.

Dai grafici di comparazione delle MF (Fig. 7.28 - 7.29) si nota che il confronto non migliora particolarmente rispetto a quelli delle precedenti sezioni, e si ha sempre una sovrastima delle galassie *star-forming* a masse intermedie, mentre le quiescenti di alta massa sono sottostimate già prima di $z=1$. Questo dimostra che la discrepanza tra modelli ed osservazioni è motivata da cause fisiche e non dal diverso criterio di distinzione adottato.

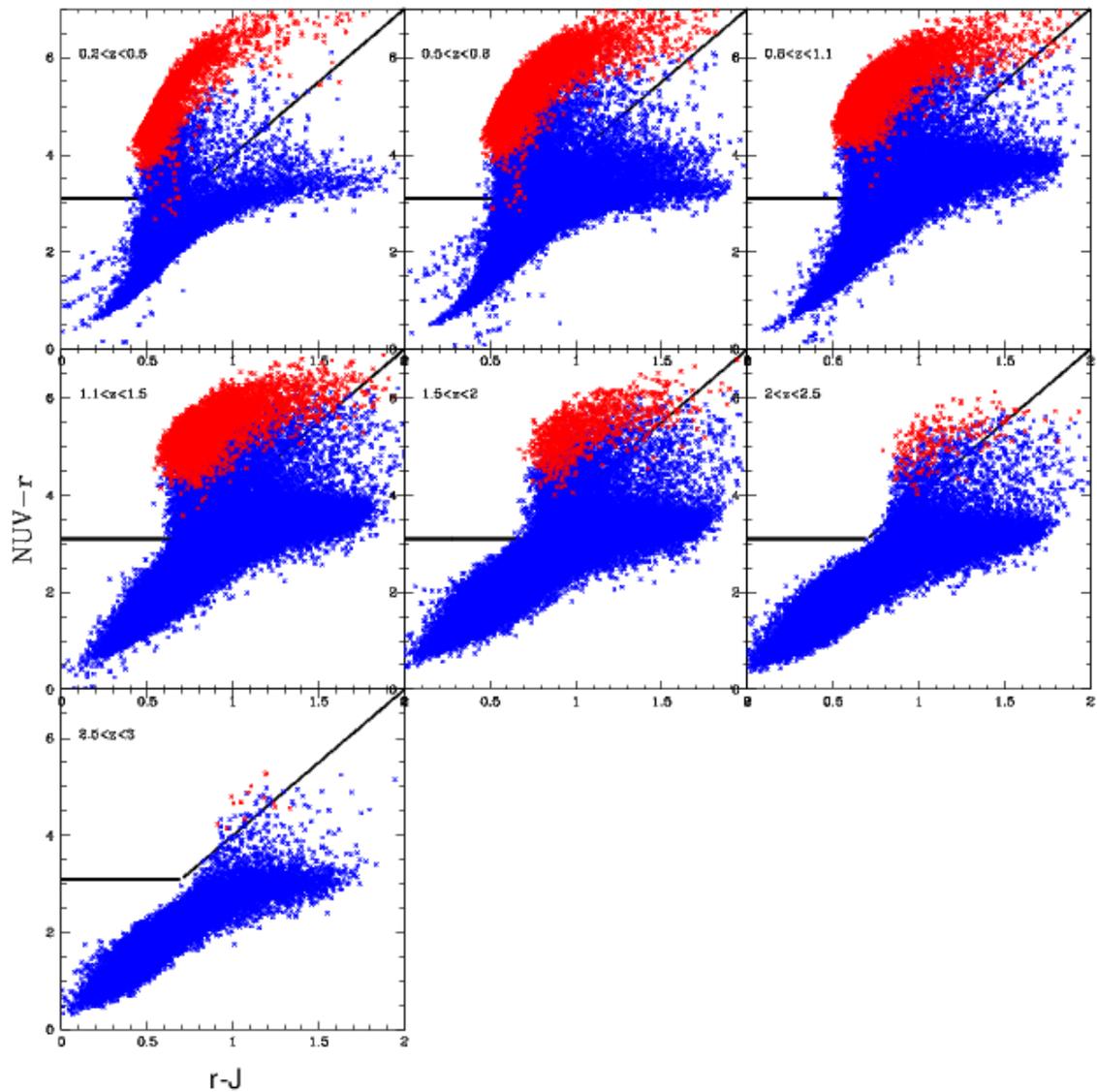


Figura 7.27: Disposizione delle galassie del campione di Henriques et al. (2014) nel diagramma NUV-r VS r-J. La linea nera corrisponde alla delimitazione tra quiescenti e starforming proposta da Ilbert et al. (2013). Le quiescenti si trovano in alto a sinistra rispetto alla linea nera. In rosso le galassie con $\log(sSFR) < -11$

Ilbert et al. (2013) VS H14 (*star-forming*)

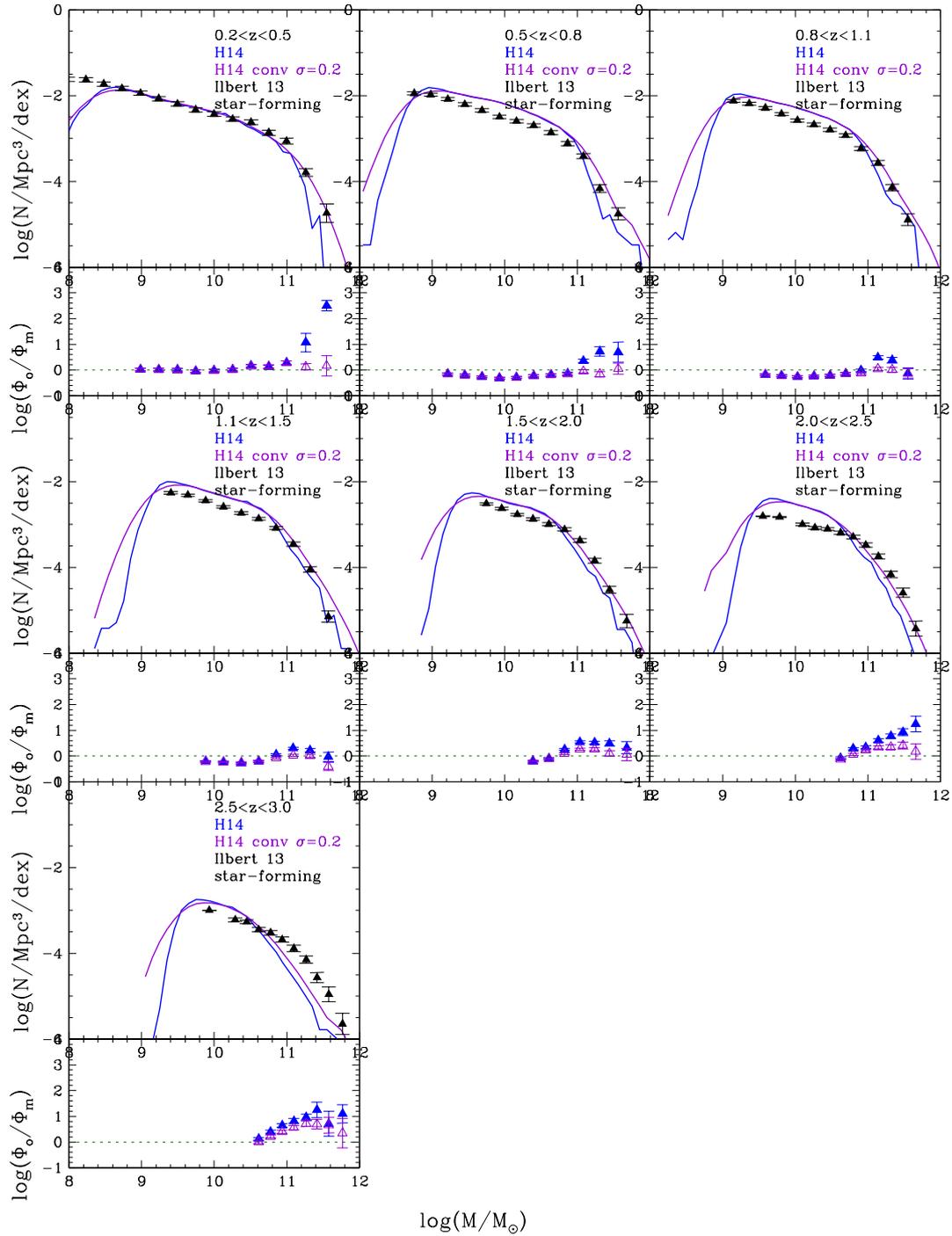


Figura 7.28: Confronto tra la MF del modello di H14 per le galassie *star-forming* secondo il criterio utilizzato da Ilbert et al. (2013) nelle osservazioni presenti nell'articolo

Ilbert et al. (2013) VS H14 (quiescent)

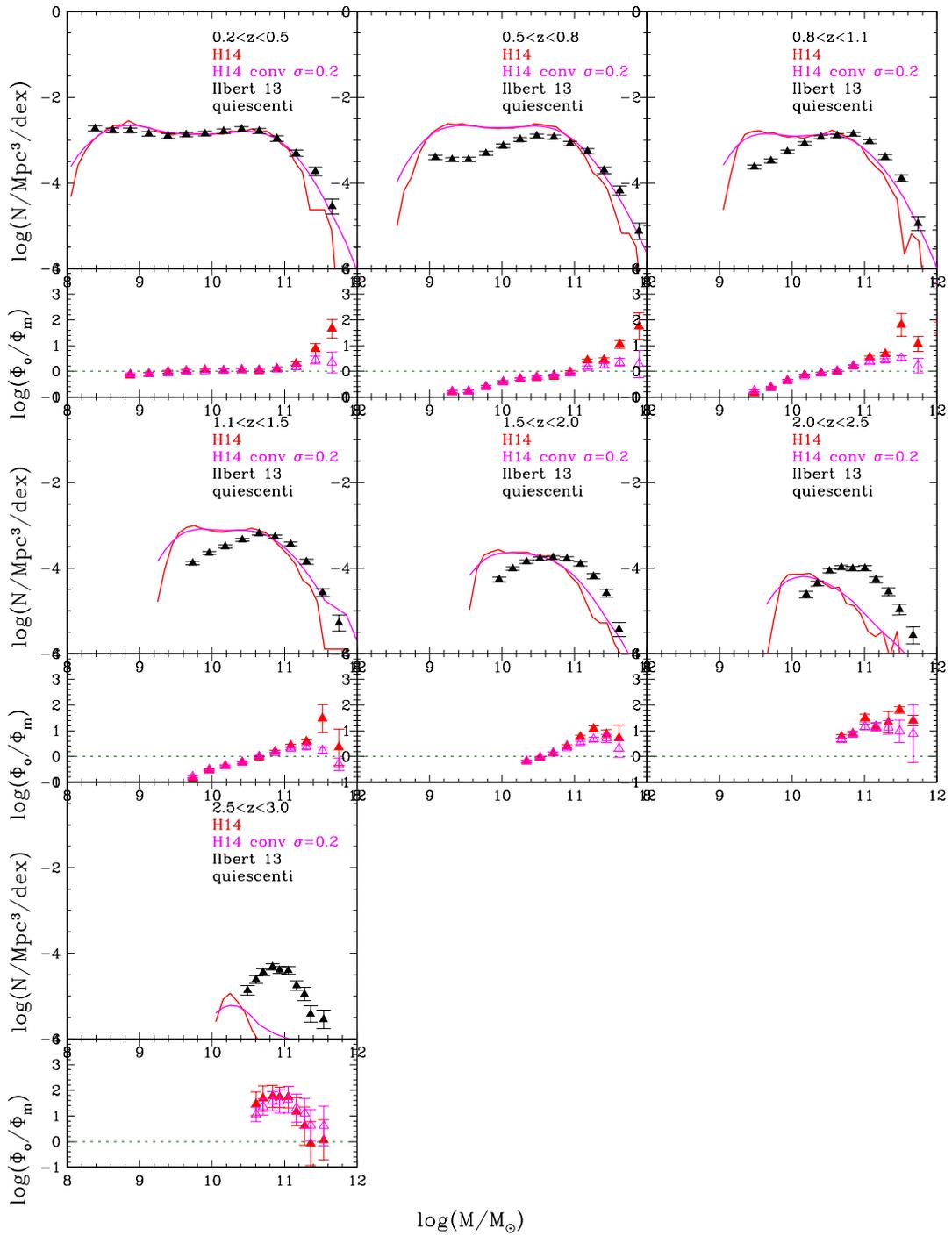


Figura 7.29: Confronto tra la MF del modello di H14 per le galassie quiescenti secondo il criterio utilizzato da Ilbert et al. (2013) nelle osservazioni presenti nell'articolo

7.3.3 MF in intervalli di sSFR

Per la suddivisione in *star-forming* e quiescenti mediante lo sSFR è stato fino ad ora scelto come discriminante il valore di $\log(sSFR) = -11$, ma non è detto che nei modelli le caratteristiche della MF cambino proprio a quel valore e questo merita di essere indagato per analizzare l'adeguatezza di tale criterio. Inoltre è utile un confronto tra le MF proprie delle galassie dei vari intervalli di sSFR per rilevarne i contributi in numero alle varie masse e capire come questi cambino al variare del redshift.

A questo scopo sono stati fatti confronti tra le MF delle galassie divise in vari intervalli di sSFR nei due modelli utilizzati (M13 e H14), come mostrato dalle Fig. 7.30 - 7.31 . Si nota che la situazione è molto diversa nei due casi:

- A basso redshift ($z < 0.4$) il modello di H14 mostra una predominanza di galassie con sSFR medio/alto ($-11 < \log(sSFR) < -9$), ma le quiescenti sono comunque molte e la loro funzione di massa assume una forma a doppia gobba. Le galassie con sSFR molto alto, invece, sono poche e si riscontrano solo alle basse masse ($M < 10^{9.5} M_{\odot}$).

Nel modello di M13 si ha una situazione simile, ma, rispetto a H14, l'importanza delle galassie quiescenti è maggiore ed il numero di quelle di massa bassa con sSFR molto alto ($sSFR[yr^{-1}] > 10^{-9}$) è molto minore. Ciò è dovuto al già notato *overquenching* delle galassie di piccola massa, riscontrabile soprattutto nel modello di M13. E' inoltre presente, in questo modello, un caratteristico picco della MF nella zona delle alte masse ($M = 10^{11} M_{\odot}$) per le galassie di redshift intermedio.

- A redshift maggiore si nota che le galassie *star-forming* aumentano di importanza rispetto alle quiescenti, soprattutto nel caso del campione di H14, in cui ad alto redshift la quasi totalità delle galassie ha uno sSFR molto alto e spazia un ampio intervallo in massa, mentre nel caso di M13 la MF relativa alle galassie con sSFR più alto ($sSFR > 10^{-9} \frac{M_{\odot}}{yr}$) è spostata a masse più basse rispetto alle altre funzioni.
- A $z > 1.8$ in M13 le galassie dei diversi intervalli di sSFR presentano MF spostate a masse diverse le une dalle altre e, all'aumentare del redshift, si nota che le galassie che formano meno stelle sono anche le più massive (questo non avviene in H14, dove da una parte la maggioranza delle galassie ad alto z ha una formazione stellare cospicua, dall'altra lo sSFR e le masse sono meno correlate). In particolare non vi sono galassie con $\log(sSFR) < -11$ con $M > 10^{10.6} M_{\odot}$.

Per quanto riguarda la grande discrepanza che vi è per le galassie quiescenti massive ad alto redshift, soprattutto tra il modello di H14 e le osservazioni, si nota che in quel range di massa ($M > 10^{10.5}$) e a $z > 1.5$ in H14 la densità numerica di galassie quiescenti è bassa indipendentemente dallo sSFR. M13, invece, ha un quantitativo di galassie con sSFR molto basso ($\log(sSFR) < -12$) che riesce in parte a rendere il divario con le osservazioni meno accentuato che non per H14.

Sembra inoltre che le galassie con $-10 < \log(sSFR) < -11$ abbiano una MF più simile per caratteristiche a quella degli oggetti con sSFR inferiore che non a quella

delle *star-forming*. La loro funzione di massa mantiene infatti una normalizzazione simile a quella delle quiescenti e presenta spesso un profilo a doppia gobba. Questo ci ha portato ad operare una distinzione tra le galassie delle due tipologie adoperando come valore discriminante $\log(sSFR) = -10$ e non $\log(sSFR) = -11$, in modo da far ricadere le galassie facenti parte di questo intervallo tra le quiescenti, con le quali condividono maggiormente le caratteristiche.

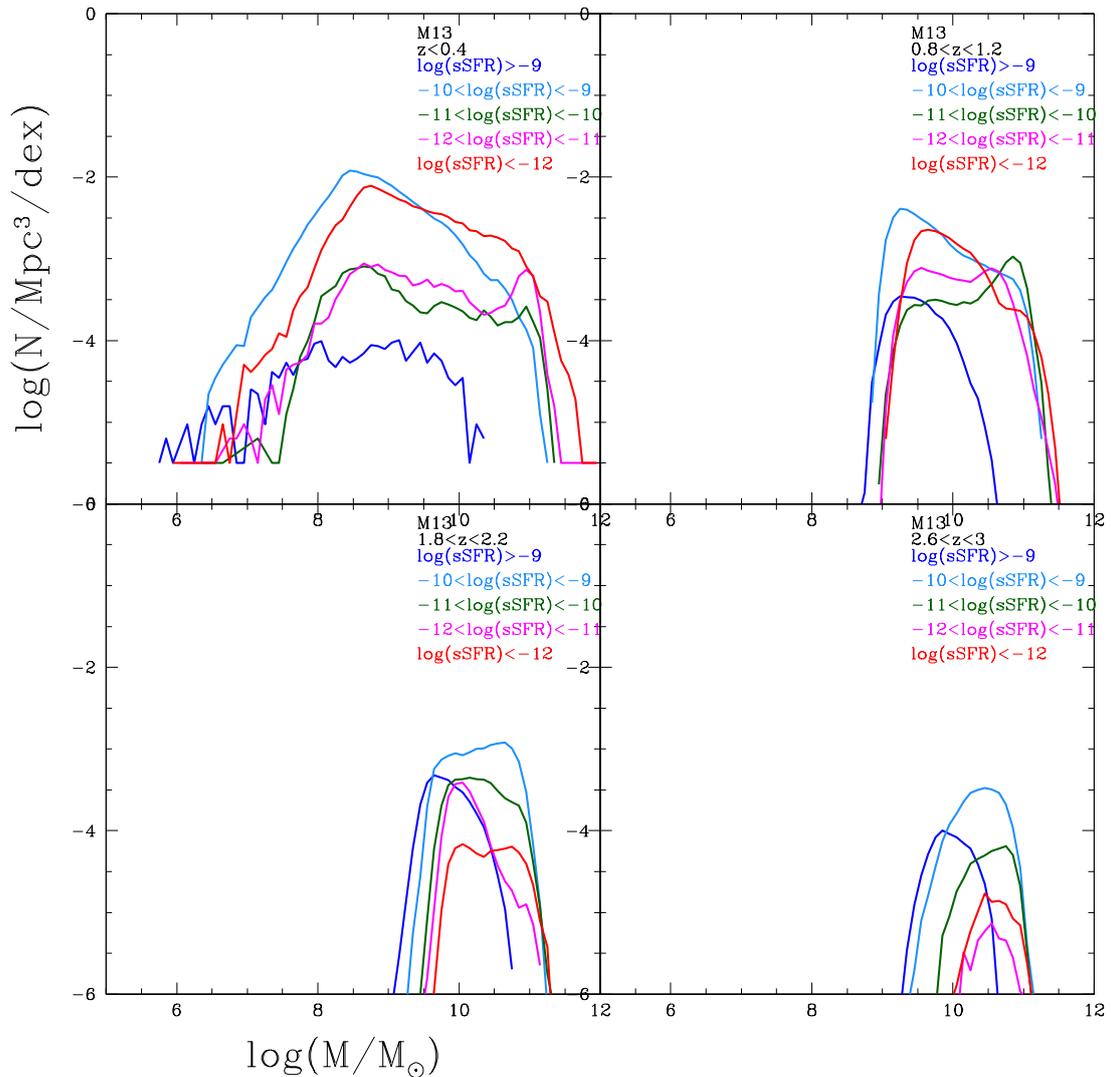


Figura 7.30: MF per intervalli di $\log(sSFR)$ a diversi redshift per il modello di M13

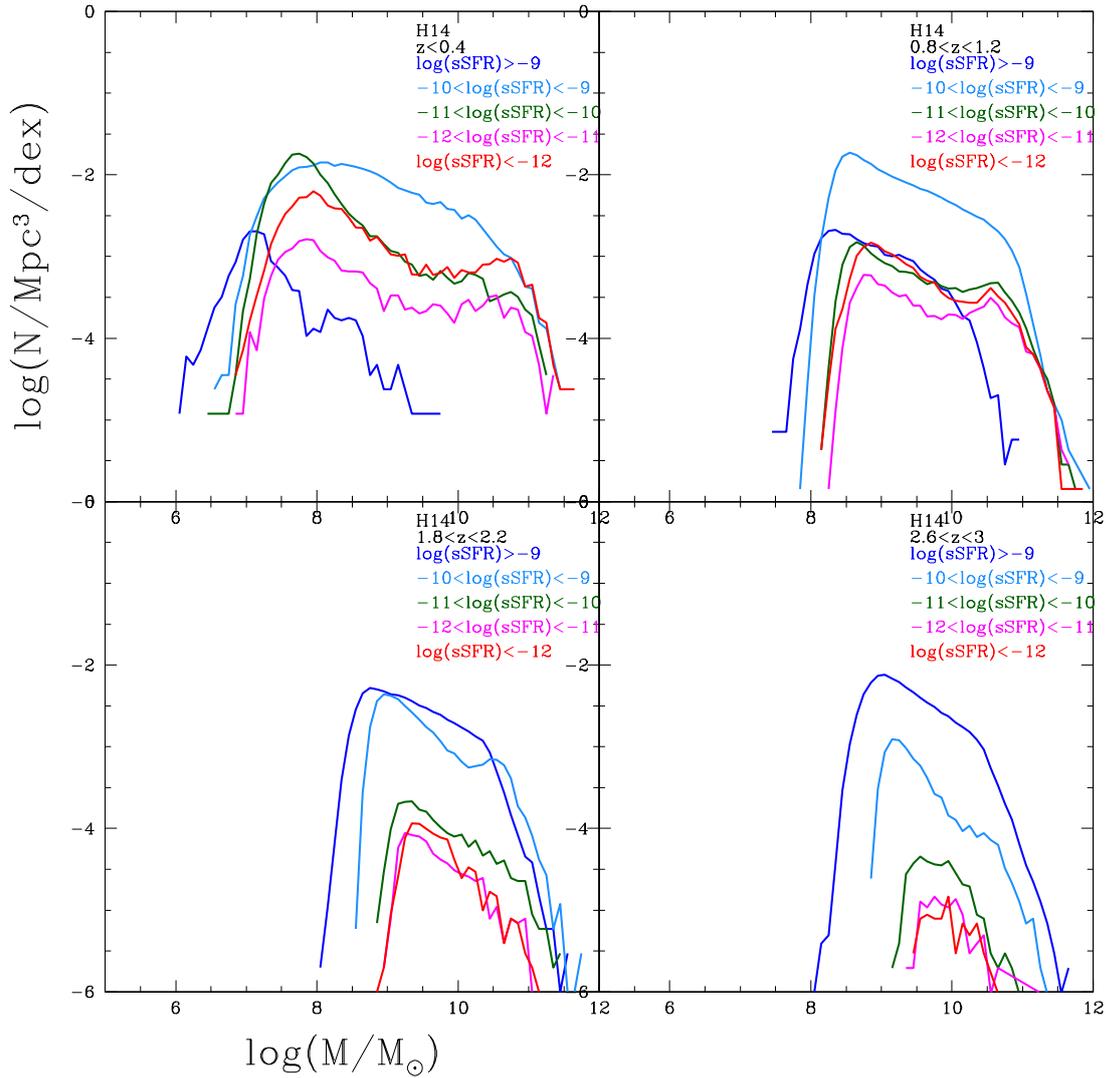


Figura 7.31: MF per intervalli di $\log(\text{sSFR})$ a diversi redshift per il modello di H14

In conclusione, nei due modelli analizzati il contributo delle galassie con diverso tasso di formazione stellare è piuttosto diverso. In particolare, da una parte le galassie *star-forming* di piccola massa a basso redshift sono di più in H14 che non in M13, dove si verifica l'*overquenching*, dall'altra, ad alto redshift, in H14 vi sono soprattutto galassie con sSFR molto alto, mentre quelle quiescenti sono poche e quasi tutte di massa inferiore a $10^{10.5} M_{\odot}$.

Inoltre si può dedurre che il valore discriminante tra *star-forming* e quiescenti sia $\log(\text{sSFR}) = -10$, in quanto è piuttosto a questo valore che la MF dei due modelli cambia le proprie caratteristiche.

Continuando l'analisi sui contributi delle galassie con diverso tasso di formazione stellare nei due modelli, sono stati ottenuti i risultati illustrati nelle Fig. 7.32 - 7.33 in cui viene mostrato, al variare del redshift, lo SFR in funzione della massa per le galassie dei campioni simulati. Come flusso limite si è imposto $K < 24$.

Si nota soprattutto come in H14 ad alto z il campione sia popolato per la maggior parte da galassie con sSFR molto alto ($\log(SFR[yr^{-1}]) > -10$), mentre quelle con sSFR basso ($\log(SFR[yr^{-1}]) < -11$) si riducono drasticamente. D'altra parte, si può notare che a basso redshift in M13 le galassie con $M < 10^8 M_\odot$ hanno sSFR piuttosto basso rispetto a H14. Il grafico mostra come invece in H14 a basso redshift quasi tutte quelle con sSFR molto alto ($\log(SFR[yr^{-1}]) > -9$) siano proprio quelle con $M < 10^8 M_\odot$.

Si riconfermano quindi i risultati precedentemente ottenuti: in M13 a basso redshift molte delle galassie di piccola massa sono quiescenti, mentre in H14 sono soprattutto *star-forming* e ad alto redshift in H14 la quasi totalità delle galassie ha uno sSFR molto alto.

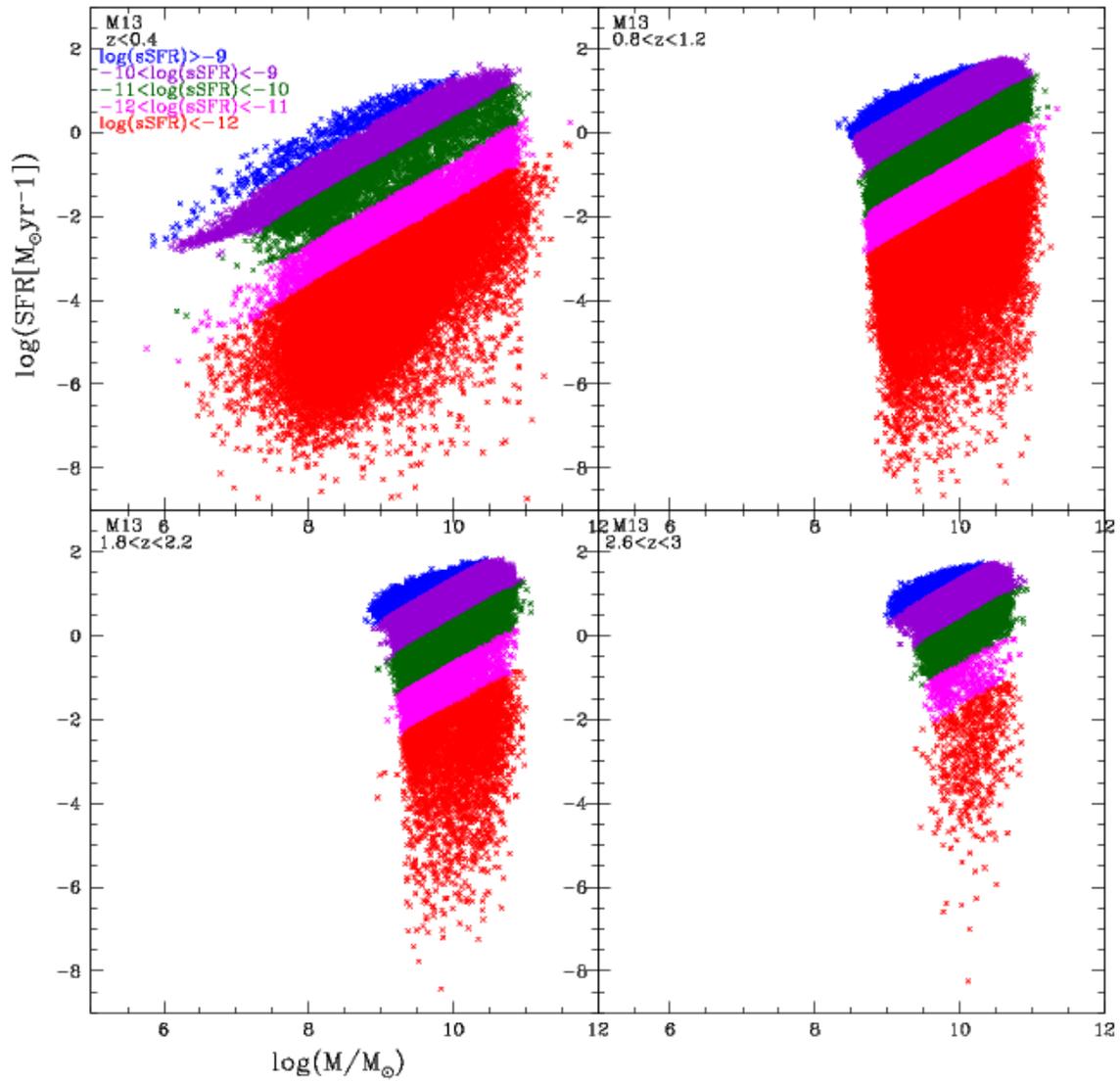


Figura 7.32: SFR rispetto alla massa delle galassie del catalogo di M13, differenziate in base al loro sSFR

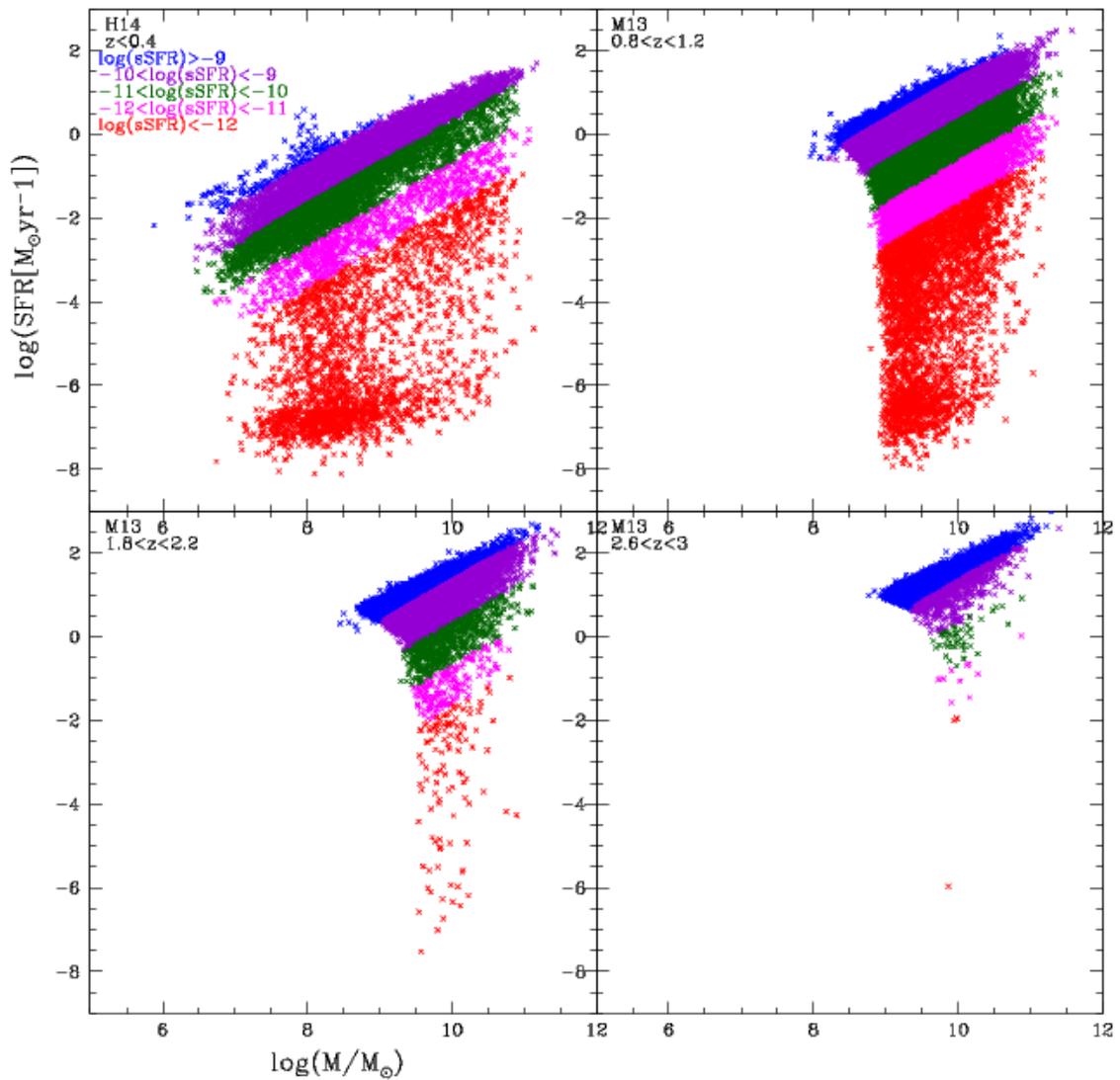


Figura 7.33: SFR rispetto alla massa delle galassie del catalogo di H14, differenziate in base al loro sSFR

7.3.4 Confronti con le osservazioni

Una volta rilevato che il discriminante per la suddivisione tra *star-forming* e quiescenti in base allo sSFR sembra essere, nei mock, $\log(sSFR) = -10$, vediamo quali sono i risultati di un confronto tra modelli teorici ed osservazioni per le due tipologie di galassie utilizzando questo nuovo criterio.

Per prima cosa si sono quindi confrontate le osservazioni di zCosmos relative alle galassie con $\log(sSFR)$ maggiore e minore di -10, (dunque con una soglia più alta come criterio discriminante rispetto al confronto fatto in precedenza) con le corrispondenti MF derivate dai campioni simulati di M13 ed H14 (Fig 7.34 - 7.37).

Applicando questo criterio, si nota che in M13, a basso redshift ($z < 0.55$), il numero di galassie con $\log(sSFR) > -10$ di grande massa ($M > 10^{10.5}M_{\odot}$) è sovrastimato di circa un fattore 2, mentre a redshift superiore vi è accordo con la MF non convoluta (ad eccezione delle $M > 10^{11}$, dove per trovare accordo è necessario ricorrere alla convoluzione).

Le galassie con basso sSFR, invece, a basso z vengono ben riprodotte dalla MF non convoluta, ad alto redshift solo dalla convoluzione.

Molto diverso è il caso di H14, nel quale già a basso redshift il numero delle galassie con $\log(sSFR) > -10$ con $M > 10^{10}M_{\odot}$ è sovrastimato anche di un ordine di grandezza. Questo dimostra che in questo modello c'è sovrabbondanza di galassie di alta massa con sSFR alto, quando dal confronto fatto in precedenza era risultato che la maggior parte delle galassie con sSFR molto alto $\log(sSFR) > -9$ in H14 fosse di massa bassa. La contraddizione è solo apparente in quanto, come si può anche notare dalla Fig. 7.33, in H14 molte galassie di alta massa hanno $-10 < \log(sSFR) < -9$, e rientrano quindi nelle *star-forming*.

Parallelamente, le galassie con sSFR medio-basso sono sottostimate da H14 (anche in questo caso di circa un ordine di grandezza).

Rispetto al confronto fatto in precedenza utilizzando come discriminante $\log(sSFR) = -11$ (Fig. 7.5 - 7.8), le maggiori differenze si rilevano per le galassie di piccola massa ($M < 10^{10.5}M_{\odot}$) a $z < 0.75$. Infatti, in entrambi i casi, le funzioni di massa teoriche relative alle galassie con sSFR maggiore della soglia stabilita dal criterio si alzano in densità, mentre quelle delle galassie con sSFR più basso si abbassano. Per questo motivo, in M13 vi è generalmente un maggior accordo con le osservazioni alle basse masse, mentre in H14, la cui MF relativa alle galassie *star-forming* a basso redshift era già rispondente ai dati, il divario si amplifica.

Poiché questo risultato è dovuto allo spostamento del discriminante da -11 a -10, le differenze tra i due confronti dipendono unicamente dalle galassie che si situano nell'intervallo $-11 < \log(sSFR) < -10$. E' evidente che in H14 il divario si amplifica in quanto nel modello di Henriques et al. vi sono troppe galassie con sSFR alto ($\log(sSFR) > -10$), mentre le galassie con $-11 < \log(sSFR) < -10$ sono meno numerose nel modello che nelle osservazioni.

Anche nel caso di M13 le galassie di piccola massa che ricadono nell'intervallo $-11 < \log(sSFR) < -10$ sono meno numerose nel modello che nelle osservazioni, ma questa sottostima compensa almeno in parte la sovrastima delle galassie con sSFR minore (dovuta all'*overquenching*), facendo sì che il divario tra il modello e le osservazioni diminuisca in quest'ultimo confronto.

Si conclude quindi che, in generale, in H14 le galassie di $M < 10^{11} M_{\odot}$ abbiano, nell'intervallo di redshift esaminato, uno sSFR troppo alto $\log(sSFR) > -10$, viceversa in M13 molte delle galassie che dalle osservazioni ricadono nell'intervallo $-11 < \log(sSFR) < -10$ hanno, nel modello, una formazione stellare troppo bassa, risultando con $\log(sSFR) < -11$.

Per completare quanto detto, sono state poi confrontate le funzioni di massa teoriche convolute relative all'intervallo $-11 < \log(sSFR) < -10$ con quelle del campione osservativo di Pozzetti et al. (2010), ottenute sottraendo la MF delle galassie con $\log(sSFR) < -11$ da quella con $\log(sSFR) < -10$ (Fig. 7.38 - 7.39).

Come atteso, nell'intervallo $-11 < \log(sSFR) < -10$, entrambi i modelli sottostimino la quantità di galassie alle masse intermedie e basse ($M < 10^{11}$), mentre ad alte masse, specialmente in M13, vi è una leggera sovrastima a partire da $z \sim 0.35$.

Si deduce quindi che in M13 vi è la necessità di alzare leggermente lo sSFR per le galassie di bassa massa ($M < 10^{11} M_{\odot}$) che, nel modello, hanno $\log(sSFR) < -11$, mentre per le galassie con massa più alta che ricadono nell'intervallo $-11 < \log(sSFR) < -10$, questo andrebbe abbassato.

Pozzetti et al. (2010) VS M13 ($\log(sSFR) > -10$)

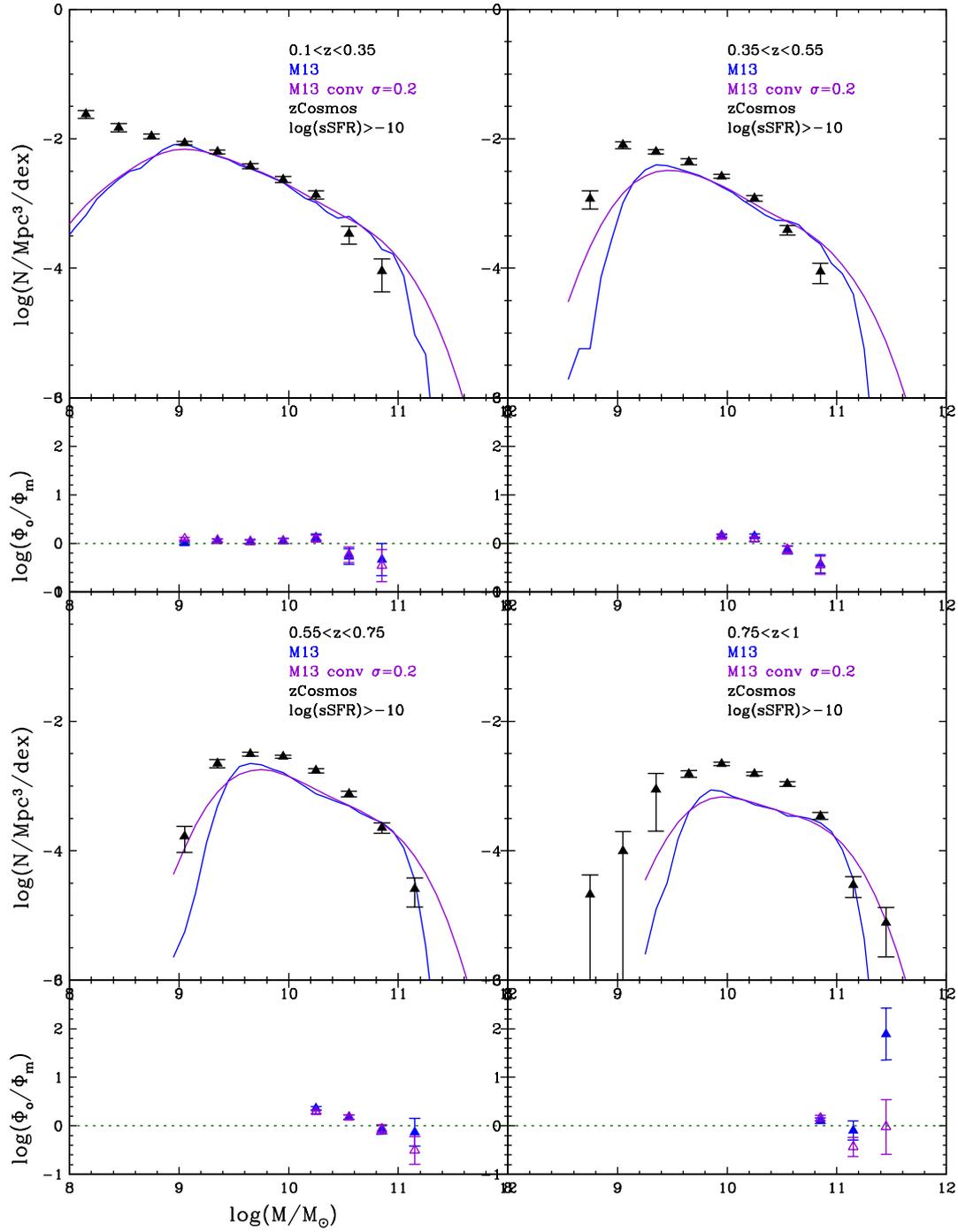


Figura 7.34: Confronto tra la MF estratta dal catalogo di M13 e le osservazioni di Pozzetti et al. (2010) per le galassie con $\log(sSFR) > -10$

Pozzetti et al. (2010) VS M13 ($\log(sSFR) < -10$)

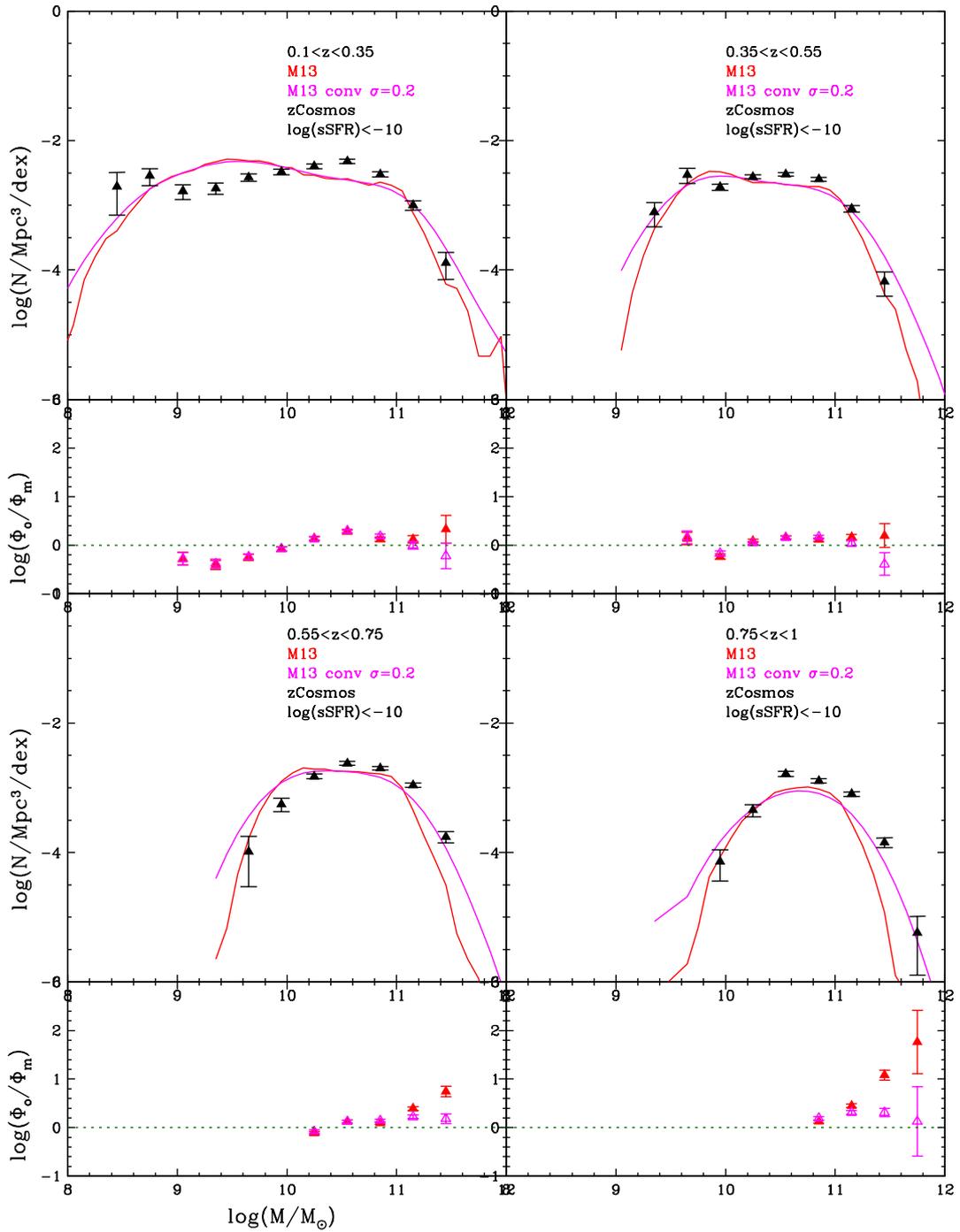


Figura 7.35: Confronto tra la MF estratta dal catalogo di M13 e le osservazioni di Pozzetti et al. (2010) per le galassie con $\log(sSFR) < -10$

Pozzetti et al. (2010) VS H14 ($\log(sSFR) > -10$)

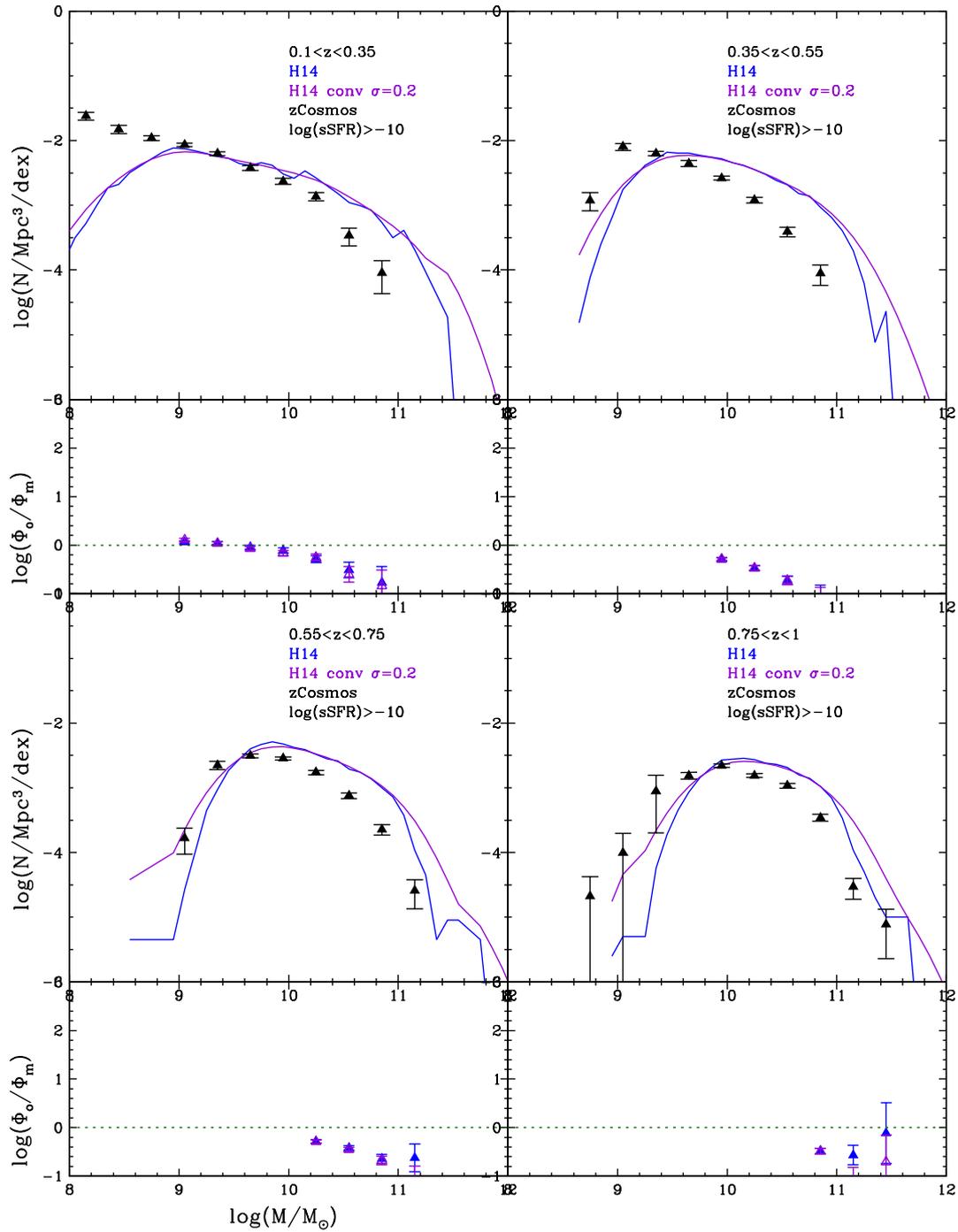


Figura 7.36: Confronto tra la MF estratta dal catalogo di H14 e le osservazioni di Pozzetti et al. (2010) per le galassie con $\log(sSFR) > -10$

Pozzetti et al. (2010) VS H14 ($\log(sSFR) < -10$)

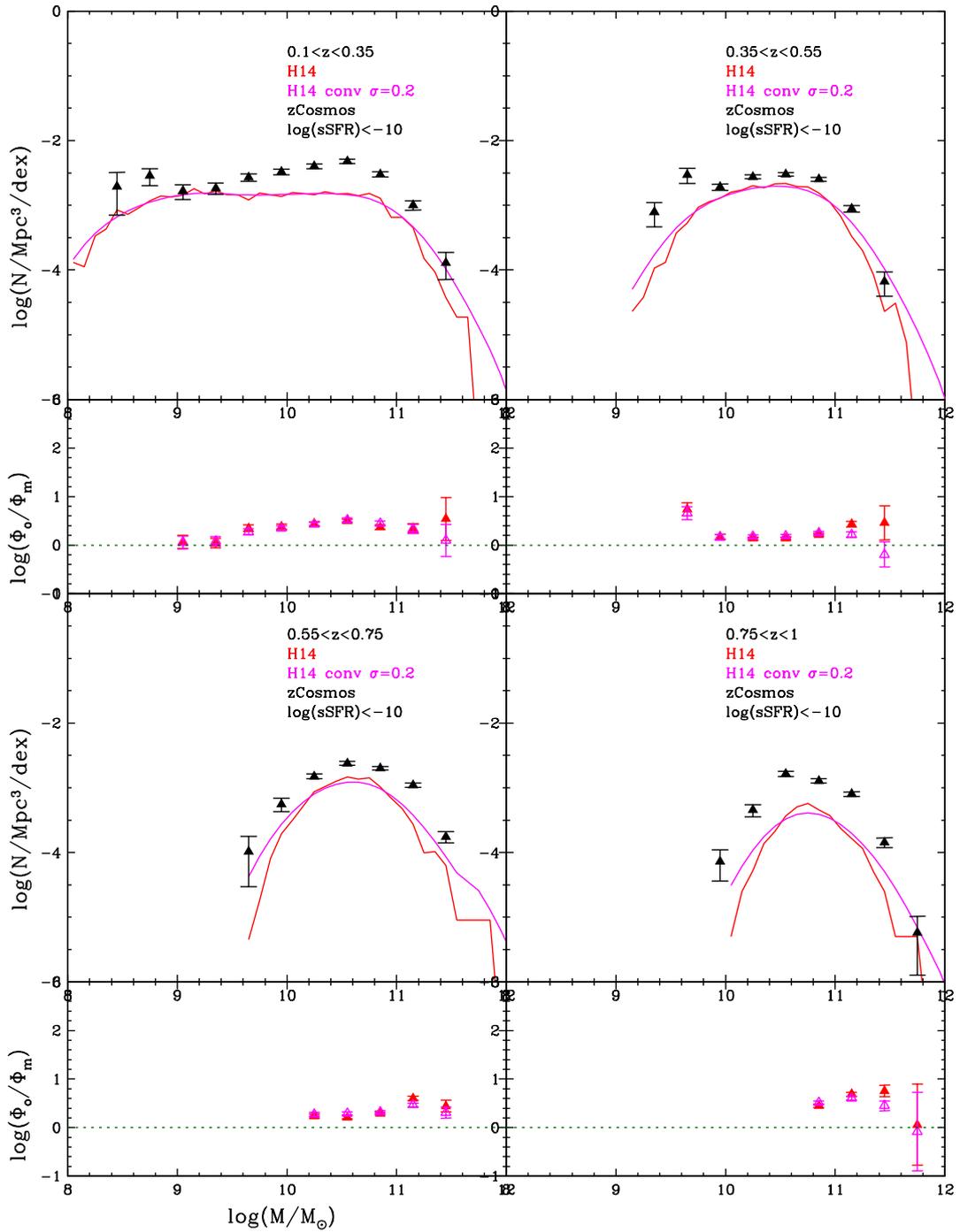


Figura 7.37: Confronto tra la MF estratta dal catalogo di He14 e le osservazioni di Pozzetti et al. (2010) per le galassie con $\log(sSFR) < -10$

Pozzetti et al. (2010) VS M13

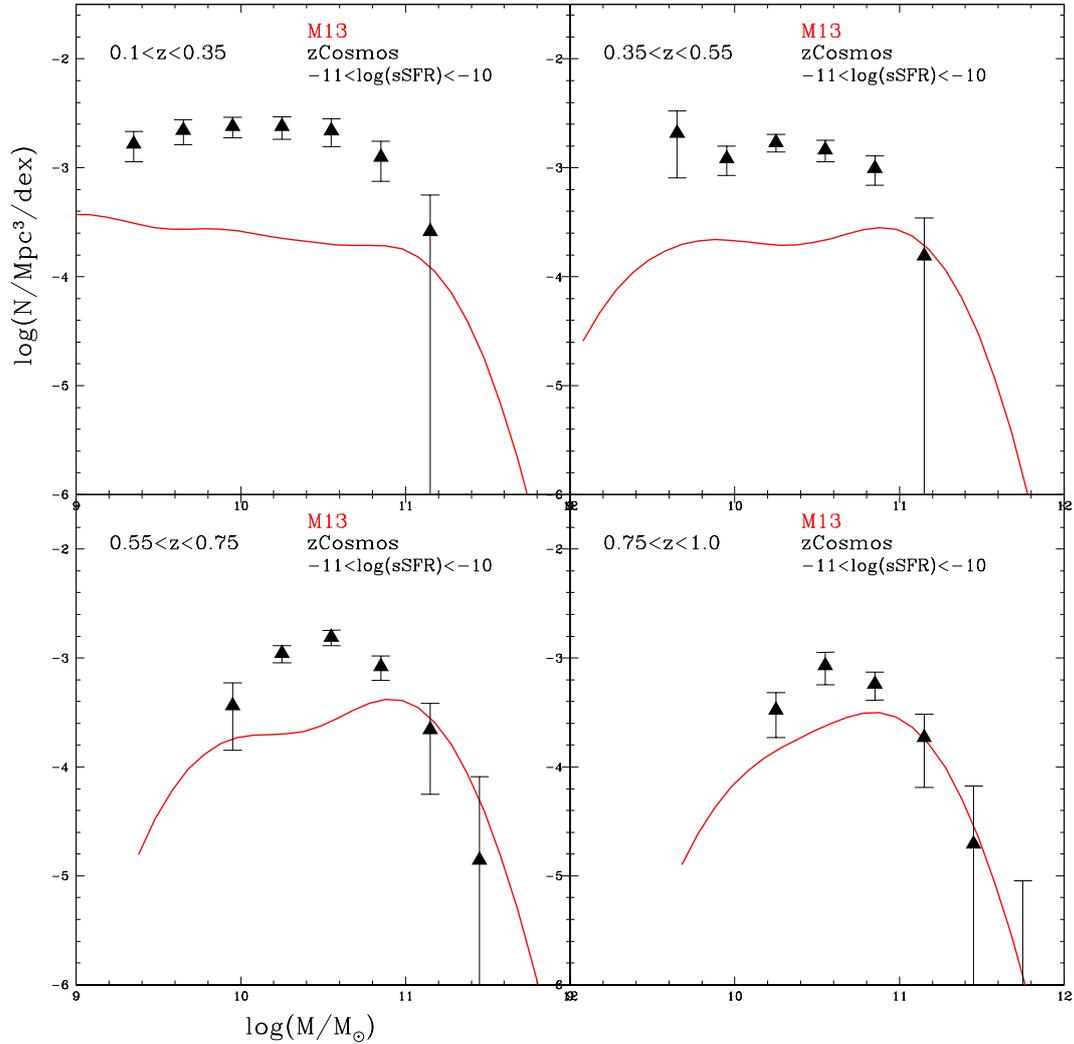


Figura 7.38: confronto tra le osservazioni di Pozzetti et al. (2010) relative alle galassie con $-11 < \log(sSFR) < -10$ e le MF estratte dal catalogo di M13, in intervalli di sSFR convolute con una gaussiana di $\sigma = 0.2$

Pozzetti et al. (2010) VS H14

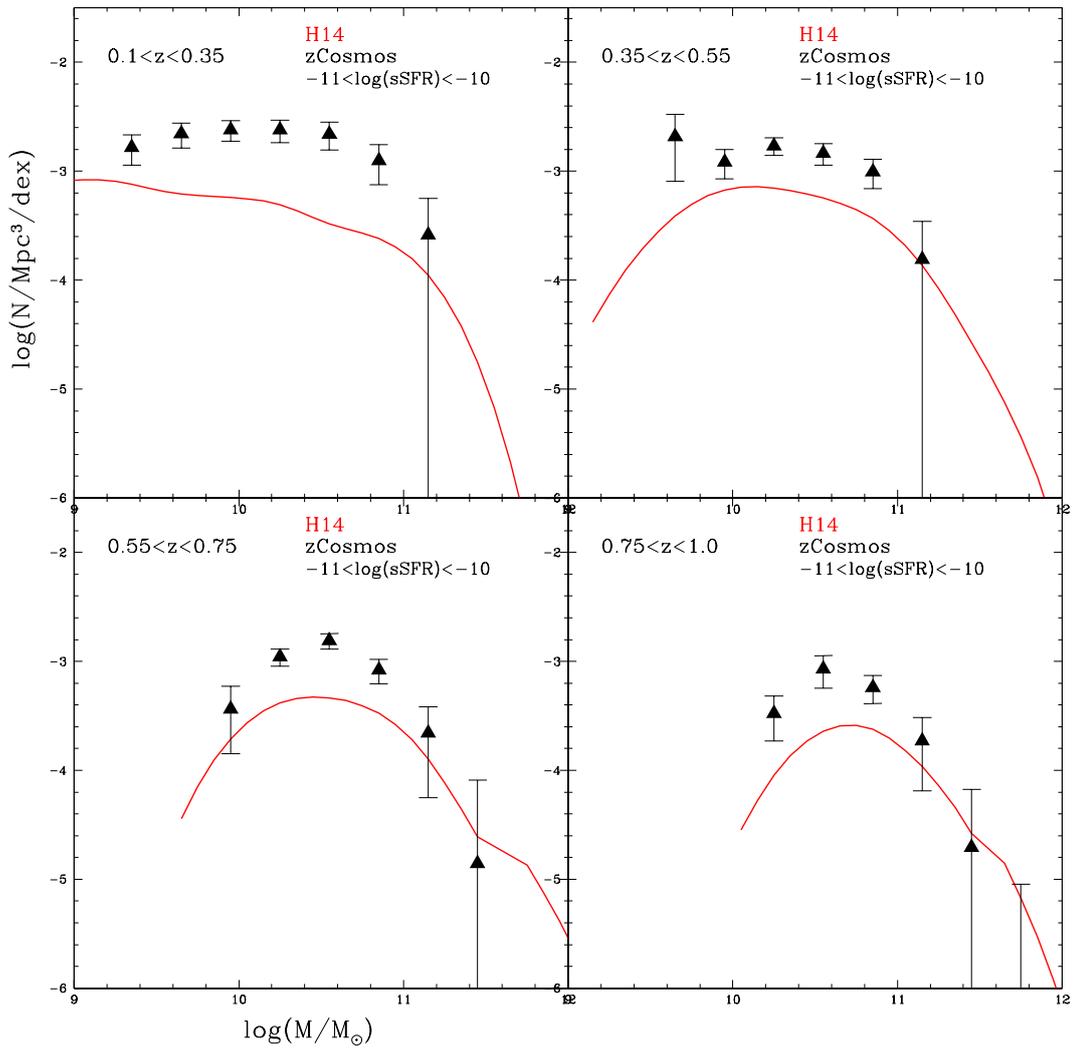


Figura 7.39: confronto tra le osservazioni di Pozzetti et al. (2010) relative alle galassie con $-11 < \log(sSFR) < -10$ e le MF estratte dal catalogo di M13, in intervalli di sSFR convolute con una gaussiana di $\sigma = 0.2$

7.3.5 Contributo degli effetti sistematici

Si sono fino ad ora messe a confronto MF relative agli stessi intervalli di sSFR nei dati e nei modelli teorici. La determinazione dello sSFR dipende però da alcune assunzioni e questo potrebbe causare effetti sistematici nei confronti, qualora le assunzioni (modelli di sintesi di popolazioni stellari, storie di formazione stellare etc.) siano differenti per i modelli e per le osservazioni.

Al fine di capire, quindi, se le differenze tra modelli ed osservazioni possono essere dovute a effetti sistematici, sono stati confrontati i dati di zCosmos relativi alle galassie con $\log(sSFR) < -11$ con le MF dei modelli di M13 e H14 considerando separatamente le galassie con $\log(sSFR) < -11$, $\log(sSFR) < -10.5$ e $\log(sSFR) < -10$. (Fig 7.40 - 7.41).

Da questo confronto risulta che nel caso di M13 a $z > 0.55$ e per $M > 10^{11} M_{\odot}$ la MF relativa alle galassie con $\log(sSFR) < -10.5$ riproduce meglio le osservazioni, mentre per il modello H14, in cui il numero di galassie quiescenti diminuisce drasticamente all'aumentare del redshift, la MF osservativa rimane comunque più alta di quelle teoriche.

Si deduce che le differenze tra teoria ed osservazioni sono troppo alte per poter essere giustificate da effetti sistematici. Infatti, anche con funzioni teoriche di 0.5 dex in sSFR superiori rispetto ai dati empirici, i modelli (specialmente H14) non riescono a riprodurre le osservazioni, in particolar modo ad alto redshift e ad alte masse.

Pozzetti et al. (2010) VS M13

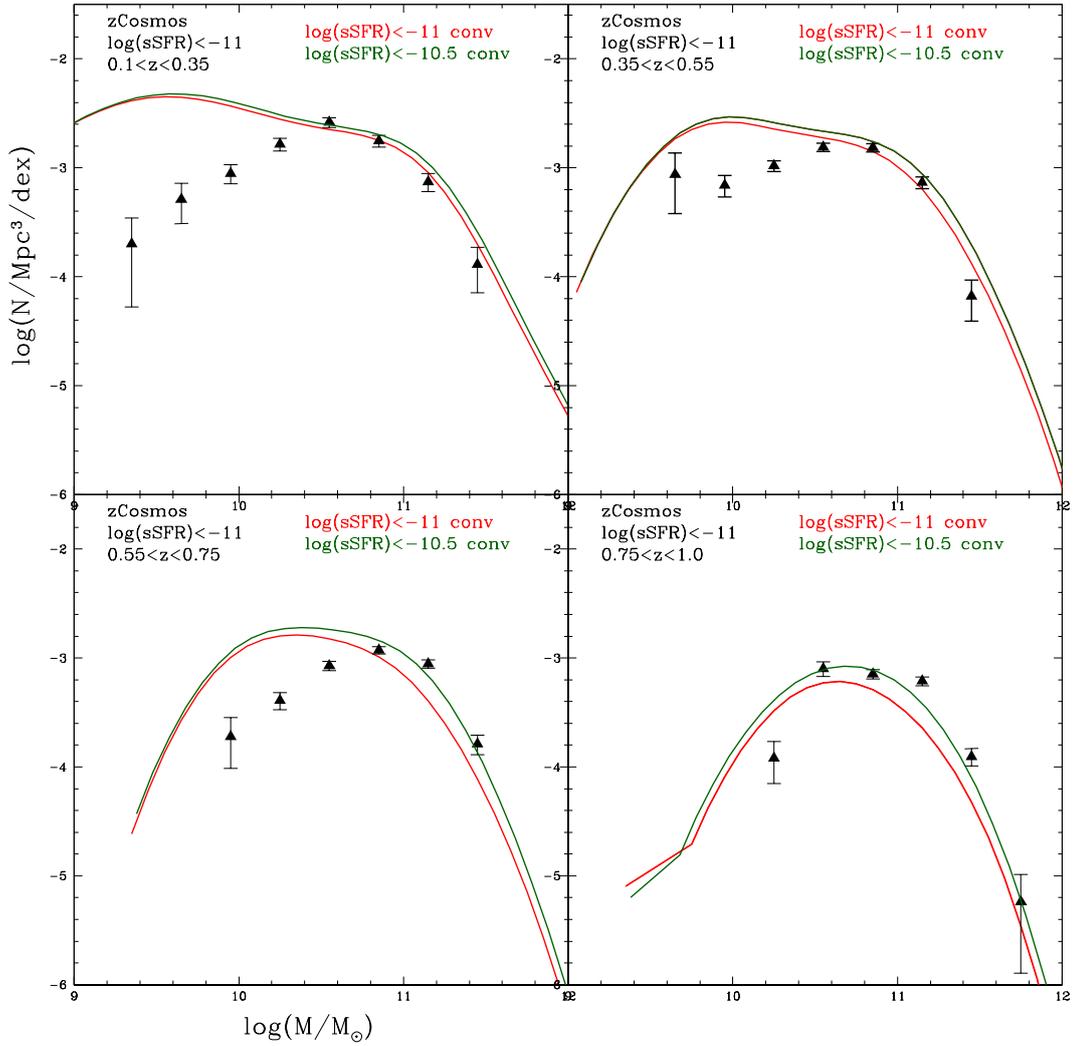


Figura 7.40: confronto tra le osservazioni di Pozzetti et al. (2010) relative alle galassie con $\log(s\text{SFR}) < -11$ e le MF estratte dal catalogo di M13, con diversi sSFR convolute con una gaussiana di $\sigma = 0.2$

Pozzetti et al. (2010) VS H14

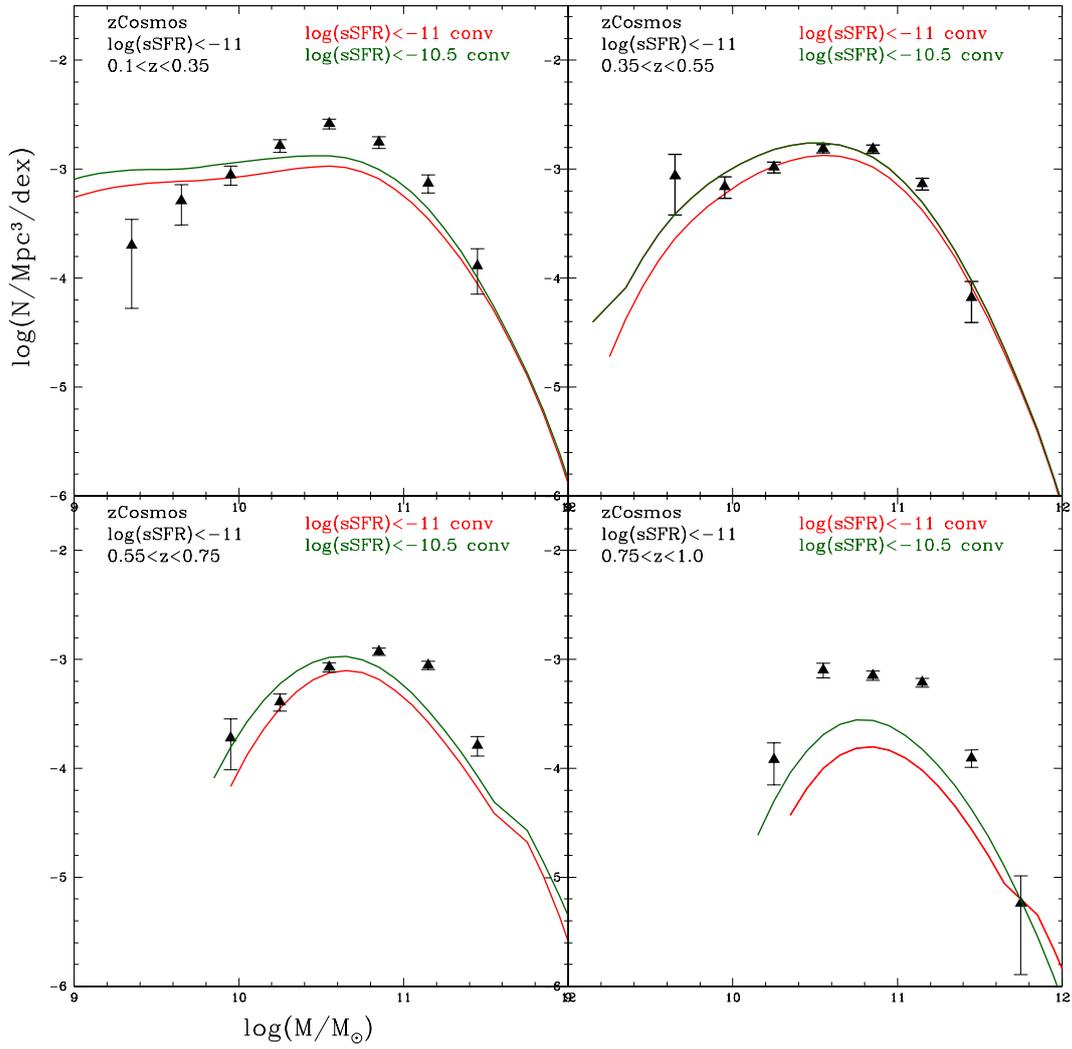


Figura 7.41: confronto tra le osservazioni di Pozzetti et al. (2010) relative alle galassie con $\log(sSFR) < -11$ e le MF estratte dal catalogo di M13, con diversi sSFR convolute con una gaussiana di $\sigma = 0.2$

Capitolo 8

L'evoluzione della densità numerica delle galassie quiescenti

8.1 Introduzione al problema e confronto della densità numerica

L'evidenza osservativa del *downsizing* nell'evoluzione delle galassie si riflette su come, nei dati, cambia la loro densità numerica all'aumentare del redshift, e questo vale in particolare per quelle quiescenti. Nelle osservazioni, infatti, andando a considerare la densità numerica delle galassie quiescenti aventi massa maggiore di un certo valore, si può notare come questa decresca molto rapidamente per galassie con $\log(M/M_\odot) > 10^9 - 10^{10}$. Viceversa, quando si restringe il campo solo a quelle di massa maggiore ($\log(M/M_\odot) > 10^{11} - 10^{11.3}$) l'andamento della densità numerica mostra una minore variazione, almeno fino a $z \sim 1$.

Ciò sta ad indicare che le galassie con massa maggiore sono in buona parte già formate ad alto redshift, mentre quelle con massa minore continuano ad aumentare a causa dello spegnimento (*quenching*) di galassie *star-forming* di massa sempre minore al passare del tempo.

Un comportamento ben diverso si nota nei modelli, i quali prevedono un andamento opposto: la decrescita della densità numerica è più veloce per le galassie massive che non per quelle di piccola massa. Secondo i modelli teorici, dunque, l'evoluzione delle galassie più massive è avvenuta più di recente, prospettandoci uno scenario in disaccordo con quello del *downsizing*.

I risultati sulla densità numerica sono presentati, in intervalli di massa stellare, nelle Fig. 8.1 - 8.2. Viene mostrato come la densità numerica vari in funzione del redshift, sia per le galassie osservate che per le previsioni teoriche.

Questi risultati sono stati ottenuti integrando le MF teoriche ed osservate delle galassie quiescenti (considerate tali se $\log(sSFR) > -11$) fino ad un certo valore in massa. L'errore sulla densità numerica è stato calcolato sia nei modelli che nelle osservazioni col metodo spiegato nel Paragrafo 4.2.3, a partire dagli errori sulle MF.

Anche in questi grafici, l'errore sulle densità numerica nei modelli non è stato rappresentato per permettere una miglior evidenza visiva.

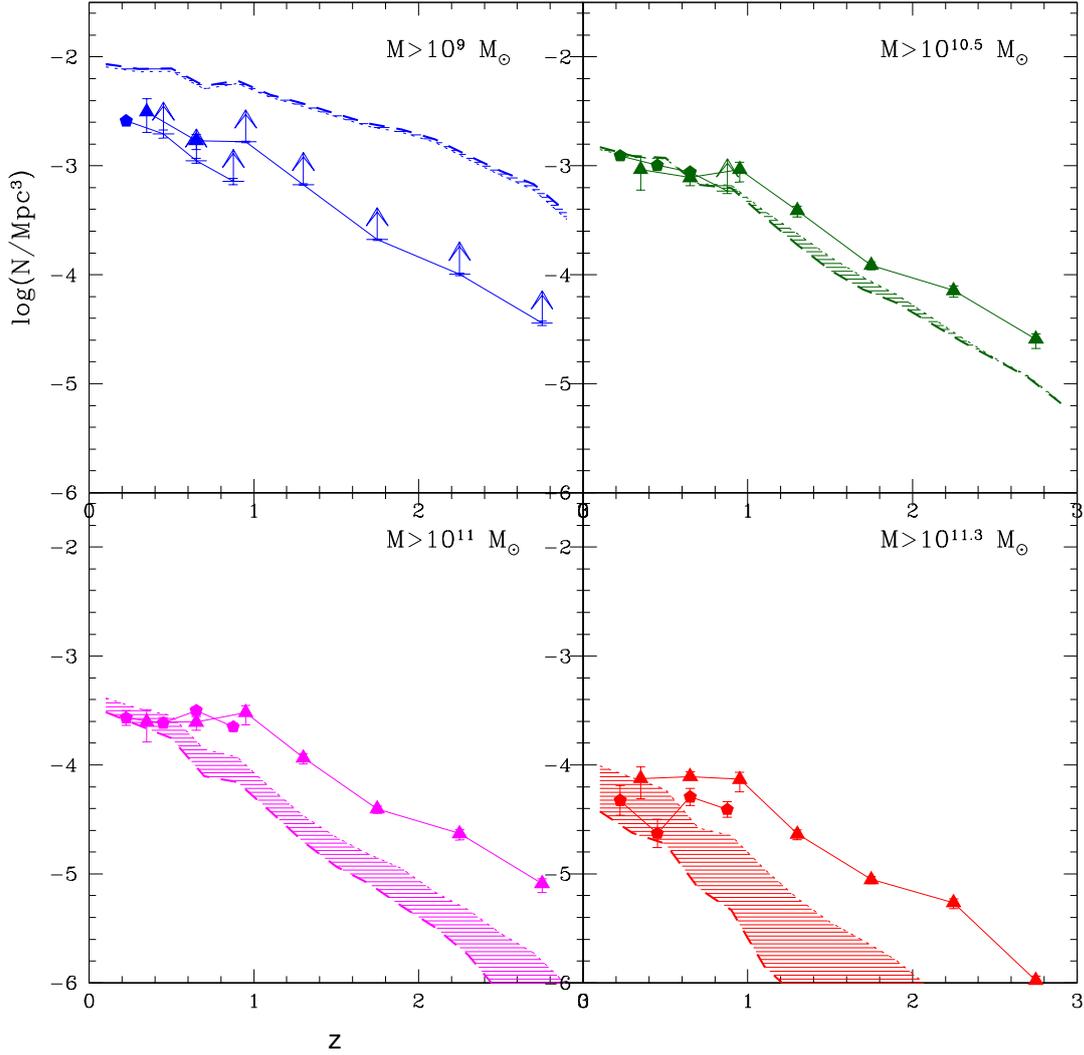


Figura 8.1: Densità numerica in funzione del redshift (in intervalli di $\Delta z = 0.2$) delle galassie quiescenti con massa stellare maggiore di M per il modello di M13 ottenuta dalle MF non convolute (linee tratteggiate) e convolute con una gaussiana di $\sigma_{\log(M/M_\odot)} = 0.2$ (linee puntate) confrontata con le osservazioni di Pozzetti et al. (2007) (pentagoni) e di Ilbert et al. (2013) (triangoli). Le zone tra la curve teoriche ottenute con e senza convoluzione della MF sono state ombreggiate.

Analizzando le Fig. 8.1 e 8.2, si nota che, da $z=0$ almeno fino a $z \sim 1$, entrambi i modelli mostrano per le galassie di grande massa ($M > 10^{11}$ e $M > 10^{11.3}$), una variazione della densità numerica più accentuata rispetto a quanto emerge dalle osservazioni. Dai grafici si può apprezzare anche il fatto che nelle osservazioni la variazione della densità numerica rispetto al redshift è più elevata nelle galassie di piccola massa che non in quelle di grande massa, dove l'andamento fino a $z \sim 1$ è pressoché costante. In entrambi i modelli si ha un comportamento opposto, in quanto la variazione della

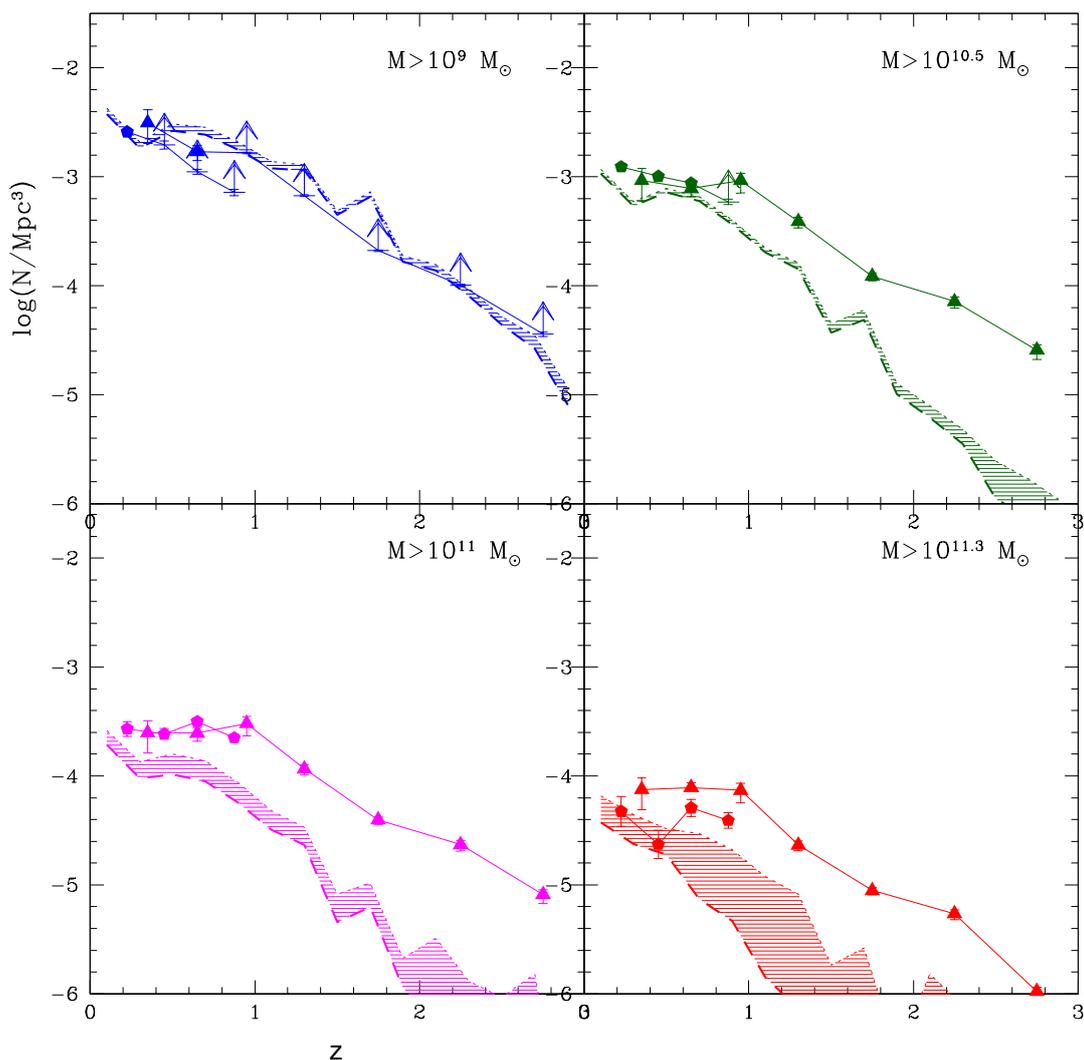


Figura 8.2: Densità numerica in funzione del redshift (in intervalli di $\Delta z = 0.2$) delle galassie quiescenti con massa stellare maggiore di M per il modello di H14 ottenuta dalle MF non convolute (linee tratteggiate) e convolute con una gaussiana di $\sigma_{\log(M/M_\odot)} = 0.2$ (linee puntate) confrontata con le osservazioni di Pozzetti et al. (2007) (pentagoni) e di Ilbert et al. (2013) (triangoli). Le zone tra la curve teoriche ottenute con e senza convoluzione della MF sono state ombreggiate.

densità numerica in funzione del redshift è maggiore per le galassie di grande massa. Per esempio, nel caso di M13, per $\log(M/M_\odot)$ si ha un ordine di grandezza tra $z \sim 0$ e $z \sim 3$, mentre per $\log(M/M_\odot)$ si hanno 2-3 ordini di grandezza.

Per H14, invece, l'evoluzione è rapida anche per $M > 10^9 M_\odot$

In M13 c'è, inoltre, rispetto alle osservazioni, una grande differenza in densità numerica per le galassie quiescenti di piccola massa ($M < 10^{9.5} M_\odot$), che il modello sovrastima abbondantemente a causa di un forte *overquenching* di questo tipo di galassie.

Da questi risultati emerge che i modelli non prevedono correttamente l'evoluzione delle galassie quiescenti di grande massa. Queste infatti, come risulta dai dati empirici, si sono formate ad alto redshift, e per $z < 1$ non presentano un'evoluzione significativa. Al contrario, i modelli teorici prevedono che queste galassie continuino ad evolversi anche per $z < 1$ e con una velocità maggiore di quelle di piccola massa.

Anche tenendo conto dell'errore sulla determinazione della MF, convolvendo con una $\sigma_{\log(M/M_\odot)} = 0.2$, non è possibile riprodurre le osservazioni ad alte masse, né in normalizzazione, né in evoluzione.

8.2 Redshift di dimezzamento

La stessa discrepanza che c'è tra modelli e dati empirici nella pendenza delle curve di densità numerica si riflette anche andando a confrontare il redshift a cui le galassie quiescenti dei diversi intervalli di massa dimezzano il proprio numero.

Per far questo, partendo dalle MF in intervalli di redshift sia per i modelli che per i dati osservativi, si è proceduto ad un'estrapolazione per mezzo di una spline per ottenere il valore della MF a $z \sim 0$. Considerando poi le galassie in un dato intervallo di massa per ogni redshift, si è interpolato, usando curve polinomiali e logaritmiche (a seconda di quale risultasse il miglior *fitting*), per trovare il redshift a cui il valore si dimezza rispetto a quello a $z \sim 0$. I modelli utilizzati sono M13, H14, MORGANA, G13 e DLB07. Le osservazioni considerate sono quelle di cui avevamo a disposizione le MF delle sole galassie quiescenti, ovvero Ilbert et al. (2013) e Pozzetti et al. (2010). Nel caso di Ilbert et al., non avendo a disposizione il valore della MF per le stesse masse ad ogni intervallo di redshift, si è resa necessaria una ulteriore interpolazione lineare per ricavarle.

Confrontando i risultati così ottenuti dai modelli (considerando un intervallo $\Delta z = 0.2$) e dalle osservazioni, si nota che l'andamento è completamente opposto (Fig. 8.3). Nei modelli è infatti presente una decrescita del redshift di dimezzamento con l'aumentare della massa, mentre le osservazioni empiriche indicano che questo valore cresce con la massa stellare. Solo in MORGANA il redshift di dimezzamento non ha un andamento decrescente con la massa, ma presenta una variabilità limitata attorno a $z \sim 0.6$.

Il diverso comportamento tra modelli teorici e osservazioni è indice del fatto che, mentre le galassie quiescenti di grande massa completano la loro formazione molto presto ed il loro numero, da $z \sim 1$ ad oggi aumenta di poco o rimane pressoché costante, quelle simulate protraggono la loro formazione più a lungo e continuano ad evolversi ed aumentare in numero in tempi più recenti. L'opposto si verifica per le galassie quiescenti di piccola massa, che nei modelli sono le prime a completare la loro formazione (in particolare, in M13 il loro numero raggiunge la metà di quello attuale già a $z \sim 1.5$), mentre dalle osservazioni si nota che il loro numero continua a cambiare in modo evidente anche in tempi recenti.

In particolare, tra i modelli, M13 è quello con dipendenza decrescente maggiore con la massa, mentre H14 e DLB07 sono quelli che prevedono il redshift di dimezzamento più basso per le galassie con $M > 10^{11}$ ($z \sim 0.1$), e quindi una storia di evoluzione recentissima; invece le osservazioni mostrano che già a $z > 1$ queste sono più della metà di quelle dell'universo attuale.

Utilizzando per i modelli le MF convolute (con una gaussiana con $\sigma_{\log(M/M_\odot)} = 0.2$) si ottiene che, generalmente, il redshift di dimezzamento decresce meno velocemente rispetto alla massa. Tuttavia esso rimane comunque molto diverso da quello mostrato dalle evidenze osservative, ed il redshift di dimezzamento per le galassie massive assume valori compresi tra $z \sim 0.1$ e $z \sim 0.8$.

Questo confronto mostra quindi ancora una volta in modo chiaro che i modelli non riescono a riprodurre le tempistiche di evoluzione della massa stellare nelle galassie. Le galassie massive continuano, nelle simulazioni, ad assemblare massa troppo a lungo, mentre quelle di piccola massa si evolvono troppo presto, in uno scenario opposto rispetto alle evidenze empiriche del *downsizing*.

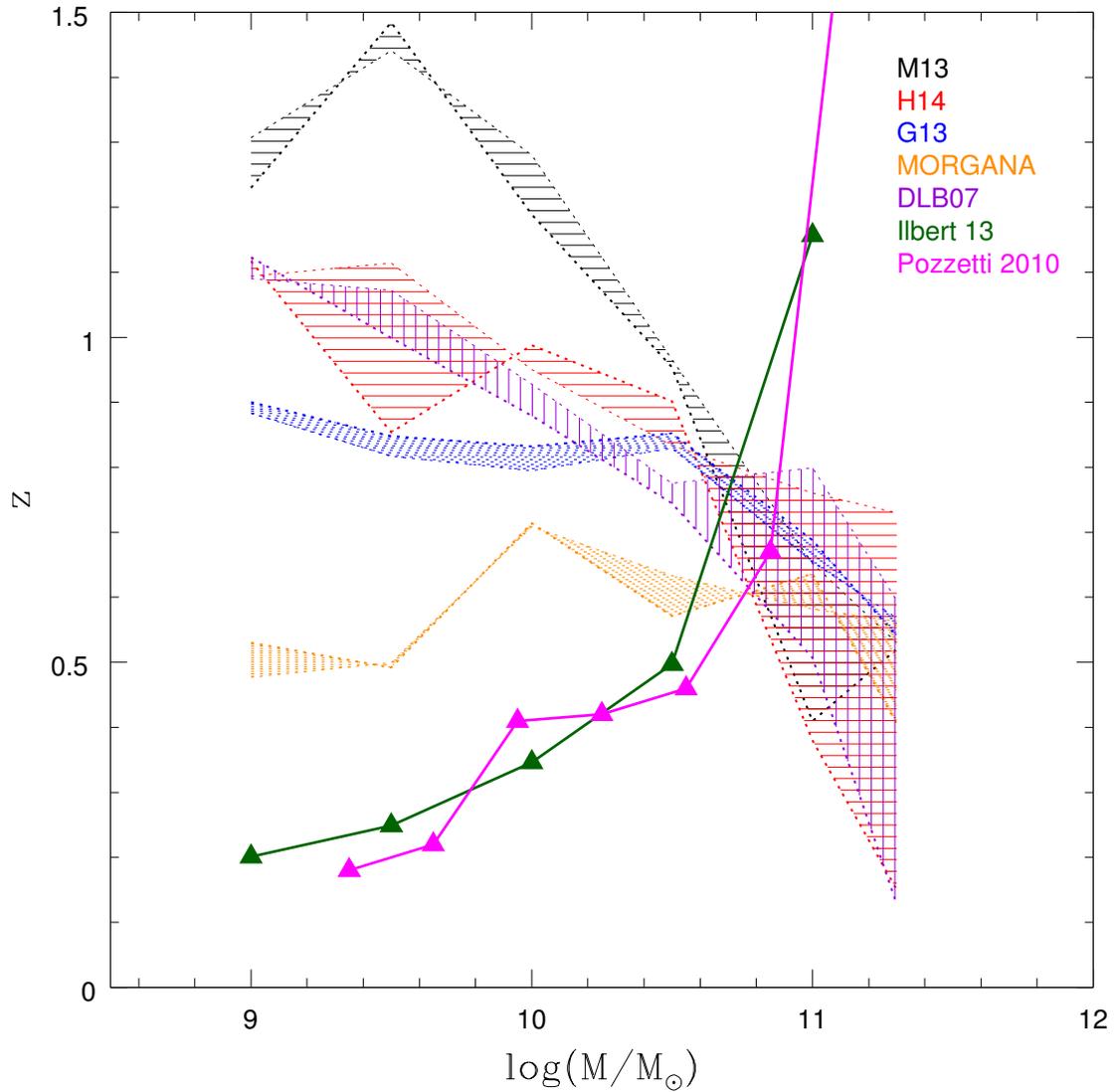


Figura 8.3: Redshift a cui le galassie quiescenti dimezzano la loro densità numerica rispetto a quella a $z \sim 0$ in funzione della loro massa nei modelli M13, H14, DLB07, G13, MORGANA (linee tratteggiate) e nel campione osservativo di Ilbert et al. (2013) e Pozzetti et al. (2010) (linee continue e triangoli). Per ogni modello, sono riportati i risultati derivati dall'integrazione sia della MF non convoluta che della MF convoluta (con una gaussiana con $\sigma_{\log(M/M_{\odot})} = 0.2$) e le zone tra le due curve sono state ombreggiate.

Capitolo 9

CONCLUSIONI E PROSPETTIVE FUTURE

Questo lavoro intende dare un contributo alla valutazione dei modelli semi-analitici di evoluzione delle galassie. Per fare questo è stato eseguito un confronto tra alcuni modelli disponibili (Merson et al. 2013, Guo et al. 2010, Guo et al. 2013, Henriques et al. 2013, Henriques et al. 2014, De Lucia e Blaizot 2007 e Monaco et al. 2006) ed alcuni dati osservativi di recenti *surveys* (SDSS, UltraVista, VVDS, BOSS, zCosmos), utilizzando come principale strumento statistico la funzione di massa stellare delle galassie, allo scopo di valutare se i modelli prevedono uno scenario di evoluzione compatibile con le osservazioni. Nel caso dei modelli di Merson et al. (2013) e di Henriques et al. (2014), avendo a disposizione i relativi cataloghi simulati (mock), è stato possibile applicare gli stessi criteri di selezione dei dati osservativi.

In particolare ci si chiede se questi modelli riescano a riprodurre l'evidenza empirica del downsizing, problematica da sempre molto discussa.

Dalle analisi svolte in questo lavoro di Tesi, si conclude che:

- **Confronto tra modelli:** Le funzioni di massa teoriche e la loro evoluzione nel tempo dipendono fortemente dalla specifica modellizzazione dei fenomeni fisici. Da un confronto tra le MF globali dei modelli, si può concludere che il *feedback* da AGN assuma un'importanza fondamentale alle alte masse. Infatti, nel caso di Merson et al. 2013 questo riesce efficacemente a contrastare i *cooling flow* negli aloni massivi ed è responsabile della decrescita esponenziale ad alte masse della MF anche ad alto redshift. Questa si presenta infatti, ad alto z ($z > 1$), più ripida delle altre funzioni teoriche prese in esame. Viceversa, nel caso di Henriques et al. (2014) la coda massiva della MF è meno ripida ad alto z , mentre, a basso redshift, dove il *feedback radio mode* da AGN è aumentato, l'inclinazione è maggiore.

A masse minori sono centrali invece la soglia per la formazione stellare, il *feedback* da supernovae ed il tempo di reincorporazione del gas eiettato, nonché fenomeni di interazione tra galassie, come la *ram pressure stripping*, che pesano nell'evoluzione delle galassie satelliti. In particolare, nel caso di H14, la *ram pressure stripping* è ristretta solo al caso delle galassie presenti in aloni massivi e questo determina una minor sottrazione del gas ed un conseguente aumento della formazione stellare. Questo aumento, insieme all'abbassamento della soglia per la SF, comporta un

innalzamento della MF a basse masse più rapido che non nei modelli precursori di H14 (G13 e H13).

Si può infine notare che nel modello DLB07, la MF ad alto redshift ($z \gtrsim 2$) sia sensibilmente più bassa rispetto al caso di MORGANA, e questo può essere dovuto alla differente trattazione del *cooling*. In MORGANA questo processo è infatti ripreso da Viola et al. (2000), mentre in DLB07 si utilizza il modello di White e Frank (1991), più efficiente ad alto redshift (Viola et al. 2008).

Confronto tra MF osservata e modelli:

- **$z \sim 0$:** Le funzioni di massa non convolute ottenute dai cataloghi simulati riproducono bene le osservazioni nell'universo odierno, ma se si tiene conto dell'errore sulla massa tipico dei dati (utilizzando una gaussiana con $\sigma_{\log(\frac{M}{M_\odot})} = 0.2$) il confronto a basso redshift peggiora. Nei modelli semi-analitici vi sono quindi anche delle problematiche nella scelta dei parametri liberi, che vengono fissati in base al confronto con la LF locale nelle bande B e K. In particolare, il *feedback* da AGN deve essere reso più efficiente a basso redshift, in modo da abbassare la formazione stellare e quindi ridurre il numero di galassie di alta massa per far sì che la MF convoluta ben riproduca i dati osservativi. Inoltre la modellizzazione del rapporto M/L va perfezionata, in quanto il passaggio tra la LF e la MF non è del tutto corretto e comporta delle masse troppo alte a parità di luminosità.
- **$z < 1.5$:** A redshift maggiore di 0 cominciano le discrepanze tra le funzioni di massa derivate dai modelli teorici e quelle relative alle osservazioni. Questi scostamenti diventano più accentuati all'aumentare del redshift.

Infatti, per $0.5 < z < 1$, la funzione di massa stellare dei modelli sottostima i dati osservativi (zCosmos e UltraVISTA) alle alte masse ($M > 10^{11-11.5}$), anche se questa discrepanza viene colmata considerando la convoluzione della funzione con una gaussiana di $\sigma_{\log(\frac{M}{M_\odot})} = 0.2$. Considerando che invece a $z \sim 0$ sono le MF non convolute a concordare con i dati, si deduce che nei modelli vi è un innalzamento della MF troppo veloce al diminuire del redshift per le grandi masse. Al contrario, le galassie massive osservate hanno un'evoluzione più lenta nell'intervallo $0 < z < 1$.

Il modello H14 presenta, con la convoluzione, una leggera sovrastima alle alte masse, ma ciò può essere dovuto all'utilizzo di Maraston 2005 come modello di sintesi di popolazioni stellari. Lo stesso modello sovrastima spesso le galassie di piccola massa in quest'intervallo di redshift.

Il confronto con BOSS mostra invece una netta sottostima da parte dei due modelli del numero delle galassie di alta massa. E' da tener presente che, poiché H14 adotta lo stesso modello di sintesi dei dati (Maraston 2005), la discrepanza non può essere giustificata dall'adozione di un modello diverso.

- **$z > 1.5$:** Aumentando ancora il redshift, ad alte masse il numero di galassie che i modelli riescono a riprodurre è nettamente inferiore a quello che si ottiene dalle osservazioni (VVDS e UltraVISTA) e la differenza non viene compensata dalla convoluzione. Questa problematica è particolarmente presente nel modello M13.

Le assunzioni sui processi fisici all'interno dei modelli fanno sì, quindi, che l'evoluzione delle galassie di grande massa avvenga troppo tardi nel tempo; viceversa il numero di galassie di piccola massa è sovrastimato dalla teoria in entrambi i modelli. Si deduce che molte delle galassie che a basso redshift sono massive, nei modelli risultano ancora di piccola massa ad alto redshift, mentre dalle osservazioni si nota come molte di esse abbiano acquisito la loro massa stellare in un universo più giovane.

Si rende quindi necessario, nei modelli, un aumento della formazione stellare a redshift molto alto ($z > 3$) che faccia sì che per $1.5 < z < 3$ le galassie massive abbiano una massa stellare maggiore, soprattutto in M13. Questo potrebbe essere ottenuto tramite un abbassamento dell'efficienza del *feedback* da AGN a $z > 3$.

- **Criterio di divisione tra quiescenti e *star-forming*:** Per dividere le galassie per tipologia tra *star-forming* e quiescenti è stato inizialmente adottato un criterio basato sul tasso di formazione stellare specifico. Sono state infatti considerate quiescenti le galassie aventi $\log(sSFR[yr - 1]) < -11$.

L'utilizzo di questo criterio, frequente in letteratura (Ilbert et al. 2010, Pozzetti et al. 2010), non è però l'unica scelta possibile ed è necessario tenere in considerazione che i confronti coi dati possono dare risultati anche significativamente diversi in base al criterio di distinzione stabilito.

- **Galassie quiescenti di grande massa:** Per quanto riguarda le galassie quiescenti, il loro numero viene sottostimato di diversi ordini di grandezza dai modelli, soprattutto a masse alte; inoltre questo scostamento dai dati comincia a verificarsi per masse notevolmente più basse rispetto a quanto non succeda per la totalità delle galassie ($M > 10^{10.5}$ già a $z \sim 1$). Ciò avviene per entrambi i modelli, ma è nel caso di H14 che si hanno le maggiori differenze.

Un limite di questi modelli risiede quindi nel fatto che essi non riescono a descrivere con successo l'evoluzione delle galassie quiescenti di grande massa, le quali si sono già formate in gran numero ad alto redshift, mentre dalla teoria la loro evoluzione si completa molto più tardi. Si trova quindi una chiara evidenza del *downsizing*: le galassie massive *early-type* si formano a redshift più alto e più velocemente di quanto non sia previsto dalla teoria.

- **Galassie quiescenti di piccola massa:** Per le galassie quiescenti, accanto a questo scostamento dei modelli dalle osservazioni, si nota anche che i modelli sovrastimano la funzione alle basse masse ($M < 10^{10.5}$) soprattutto in M13. Ciò è dovuto ad un *overquenching* delle galassie di piccola massa nei modelli, che diventano quindi quiescenti in modo eccessivamente rapido, dando origine ad una funzione di massa troppo alta. Questa problematica si nota bene soprattutto a $z < 2$.

Nei modelli vi è quindi un qualche meccanismo di eccessivo arresto della formazione stellare nelle galassie poco massive, che può essere dovuto ad un'eccessiva sottrazione del gas durante le interazioni tra galassie. Questo avviene maggiormente in M13 piuttosto che in H14, dove la *ram pressure stripping* è limitata

alle galassie satelliti che fanno parte di gruppi massivi, e questo prolunga la loro formazione stellare anche a redshift più basso.

- **Galassie *star-forming*:** Per quanto riguarda le galassie *star-forming* i modelli teorici riescono ad avvicinarsi meglio ai dati empirici, ma a $z > 1.5$ si assiste ad una sovrastima del loro numero a masse più basse del ginocchio della funzione, accompagnata da una sottostima a masse più alte, che però viene compensata fino a $z \sim 2.5$ dalla convoluzione della funzione con una gaussiana rappresentativa dell'errore nella determinazione della massa. Si nota inoltre che se dalla funzione di massa totale non si percepisce sufficientemente la discrepanza tra modelli ed osservazioni è perché laddove le galassie quiescenti vengono sottostimate, quelle *star-forming* vengono sovrastimate. Questo accade in particolare per le galassie con $10^{10}M_{\odot} < M < 10^{11}M_{\odot}$ a $z > 1.5$ nel modello di M13, mentre in H14 la sovrastima delle *star-forming* interessa anche le masse più basse e si ha già per $z \sim 0.5$. In ogni caso, a $z > 1.5$ i modelli sottostimano il numero di galassie massive ($M > 10^{11-11.5}$) di entrambe le tipologie, anche convolvendo le funzioni teoriche con una gaussiana.

Quindi, soprattutto in H14, non vi sono processi che arrestino sufficientemente la formazione stellare nelle galassie con $M > 10^{10-10.5}M_{\odot}$ per $0.5 < z < 1.5$. Si rende perciò necessaria una miglior trattazione dei fenomeni che possono portare ad un abbassamento della formazione stellare, quali il *feedback* da AGN, il *feedback* da supernovae e le interazioni con l'ambiente.

Sarebbe quindi opportuno diminuire l'efficienza del *feedback* da AGN a $z > 3$, in modo che le galassie massive possano aumentare la propria massa stellare già ad alto redshift, e rendere più importanti i processi di *quenching* a redshift inferiore, in modo da abbassare lo SFR per le galassie di $M > 10^{10-10.5}M_{\odot}$.

Le problematiche nei confronti tra modelli ed osservazioni a $z > 0$ possono essere, in generale, riassunti nella seguente tabella, che mostra quanto i modelli riescano a riprodurre le MF osservate:

$z < 1 - 1.5$ $M > 10^{10-10.5}M_{\odot}$	MF totale	riprodotta	da aumentare i meccanismi di <i>quenching</i>
	MF <i>star-forming</i>	sovrastima	
	MF quiescenti	sottostima	
$z > 1.5$ $M > 10^{11}M_{\odot}$	MF totale	sottostima	<i>feedback</i> da AGN troppo forte a $z > 3$
	MF <i>star-forming</i>	sottostima	
	MF quiescenti	forte sottostima	
piccola massa	MF quiescenti	sovrastima	<i>quenching</i> troppo forte

- **Cambiamento del criterio discriminante:** Si può osservare che la scelta del criterio discriminante tra galassie *star-forming* e quiescenti è cruciale, in quanto può portare a MF molto diverse tra loro. Occorre quindi aver cura di confrontare, quando si vuol studiare la bontà di un modello, galassie simulate scelte in base allo stesso criterio utilizzato nei dati osservativi. Il criterio può riguardare una soglia in sSFR o può basarsi sul colore. Si nota come le galassie selezionate coi

tre criteri considerati possano essere anche significativamente diverse. In particolare, in H14, ad alto redshift ($z > 2.5$) non si trovano affatto galassie quiescenti selezionate col criterio di Muzzin et al. (2013), basato sui colori *restframe* (U-V) vs (V-J), con cui sono invece state discriminate le galassie di numerosi dati osservativi. Si trova una forte differenza in numero delle galassie anche a redshift più basso ($z > 1$). Questo sta a significare che la sottostima delle galassie quiescenti è in realtà ancora maggiore, ma soprattutto non sono corretti i colori che si ottengono nel modello.

- **Intervalli di sSFR:** Le funzioni di massa delle galassie divise in intervalli di sSFR sono molto diverse nei due modelli e contribuiscono in modo diverso alla MF totale al variare del redshift. In particolare, in M13 (in cui è il più importante il fenomeno dell'*overquenching*), a basso redshift ($z < 0.4$), un gran numero di galassie di piccola massa hanno uno sSFR molto basso, mentre in H14 la maggior parte di esse ha un tasso di formazione stellare elevato.

Ad alto redshift ($z > 2.6$), invece, il modello H14 prevede quasi unicamente galassie con sSFR molto elevato ($\log(SFR[yr^{-1}]) > -9$), mentre le altre si riducono ad un numero molto basso. Manca quindi in H14 un meccanismo che riesca a contrastare efficacemente la formazione stellare.

Inoltre, si nota che nei modelli analizzati le MF delle galassie presentano andamenti molto diversi quando si passa da $-11 < \log(SFR[yr^{-1}]) < -10$ a $-10 < \log(SFR[yr^{-1}]) < -9$. Questo suggerisce che il valore di $\log(SFR[yr^{-1}]) = -10$ possa discriminare le galassie *star-forming* da quelle quiescenti.

Si osserva infine che in M13, dove a causa del fenomeno dell'*overquenching* le galassie di piccola massa con sSFR molto basso $\log(SFR[yr^{-1}]) < -11$ sono sovrastimate, vi è una parallela sottostima di quelle con sSFR poco più elevato $-11 < \log(SFR[yr^{-1}]) < -10$. Questo suggerisce la necessità di un leggero innalzamento dello sSFR per le galassie con $M < 10^{11} M_{\odot}$ che nel modello hanno $\log(SFR[yr^{-1}]) < -11$, specialmente a basso redshift.

Viceversa, la quantità di galassie con $M > 10^{11} M_{\odot}$ è sottostimata per $\log(SFR[yr^{-1}]) < -11$ e leggermente sovrastimata nell'intervallo $-11 < \log(SFR[yr^{-1}]) < -10$. Di conseguenza dovrebbe essere ridotta la formazione stellare per le galassie massive che nel modello ricadono nell'intervallo $-11 < \log(SFR[yr^{-1}]) < -10$.

Si conclude inoltre che le differenze in sSFR tra modelli ed osservazioni sono troppo grandi per poter essere spiegate da effetti sistematici causati dall'aver assunto, ad esempio, un diverso modello di sintesi di popolazioni stellari o una diversa storia di formazione stellare.

- **Densità numerica e redshift di dimezzamento:** Un'evidenza della non soddisfacente riproduzione del *downsizing* nei modelli si evince anche dal confronto tra la variazione col redshift della densità numerica nei modelli e nelle osservazioni. Si nota infatti che le galassie quiescenti di grande massa nelle osservazioni variano in numero più lentamente col redshift di come non facciano quelle di piccola massa almeno fino a $z \sim 1$. Una tendenza opposta viene teorizzata dai modelli, i quali prevedono una diminuzione più repentina nelle galassie molto

massive, che ad alto redshift non sono ancora formate. Questa differenza non viene spiegata dalla convoluzione con una gaussiana.

Si nota ancora meglio il fenomeno andando a considerare il redshift a cui le galassie quiescenti di diversa massa dimezzano il loro numero rispetto a quello a $z \sim 0$. Si osserva che, mentre nei dati empirici questo redshift aumenta all'aumentare della massa stellare, i modelli teorizzano un andamento opposto. Ciò avviene soprattutto in M13, ma anche in H14, G13 e DLB07; solo in MORGANA il redshift di dimezzamento non presenta una correlazione con la massa stellare, ma mostra un andamento piuttosto costante. Le galassie di grande massa si formano perciò ad alto redshift, mentre quelle di piccola massa hanno una formazione più tarda e dilazionata nel tempo. I modelli non lo riescono a spiegare e mostrano galassie molto massive che si evolvono a basso redshift, raddoppiando il proprio numero tra $z \sim 0.5$ e $z \sim 0$ e galassie poco massive che restano di numero simile a quello odierno anche a redshift superiore a 1.

E' necessario che i modelli facciano i conti col *downsizing*, che è un'evidenza osservativa e trovino il modo di conciliare queste tempistiche di evoluzione delle galassie, in cui sono le massive a formarsi prima, con uno scenario di aggregazione gerarchica degli aloni di materia oscura.

9.1 Incertezze sistematiche

La determinazione della massa delle galassie osservate viene fatta mediante una comparazione tra i loro spettri e quelli di sintesi basati su dei modelli. Nel confronto con gli spettri sintetici, una fotometria multibanda diminuisce senz'altro l'incertezza nella determinazione della massa, ma non elimina una dipendenza dalle assunzioni del modello.

Il rapporto M/L è infatti legato a diversi fattori che hanno a che vedere con la storia di formazione stellare e la metallicità, che rende lo stabilire la massa un compito arduo, specie ad alto redshift.

La dispersione in M/L dovuta alla sola età della popolazione stellare, già di per sé molto grande considerando una storia di formazione stellare di tipo esponenziale (storia di SF semplice), è aggravata dalla possibilità di avere più *burst* durante l'evoluzione della galassia, in particolare connessi a fenomeni di *merging* (storia complessa, cioè costituita da eventi episodici).

Un confronto tra la distribuzione in massa risultante dall'aver assunto due casi estremi come storia di formazione stellare, mostra evidenti differenze. Una storia di formazione stellare semplice, con il tasso di formazione esponenziale decrescente:

$$SFR \propto e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (9.1.1)$$

attraverso un'integrazione nel tempo e considerando la perdita di massa durante l'evoluzione stellare, dà luogo a masse più basse, rispetto ad una situazione in cui vengono aggiunti eventi di formazione stellare episodici (in modo che il 50% delle galassie abbia avuto un *burst* negli ultimi 2 Gyr), come visibile nella Figura 10.1.

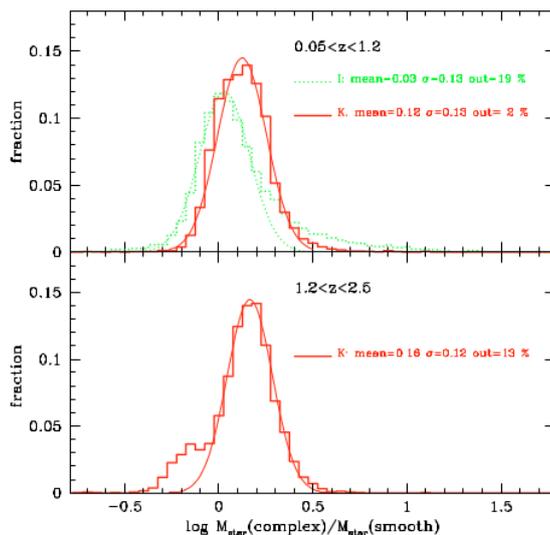


Figura 9.1: Da Pozzetti et al. (2007). Istogramma del rapporto tra le masse derivate considerando una storia di formazione stellare semplice e quelle derivate considerando una storia complessa.

Questo effetto è dovuto al fatto che, essendoci più *burst*, lo spettro tenda ad essere più blu a parità di massa. Viceversa, partendo dalle osservazioni, a parità di colore, utilizzando una SFH complessa si ottengono sistematicamente masse maggiori del 40% (Pozzetti et al. 2007).

I modelli semi-analitici assumono storie di formazione complesse, mentre spesso i modelli di sintesi adottati per le osservazioni si basano su una storia di formazione stellare semplice ed il renderla più complessa, aumentando le masse osservate, porterebbe ad aumentare ancora di più le masse delle MF osservate e quindi ad una maggior discrepanza dei modelli dai dati.

Un altro fattore che influenza la determinazione della massa è senz'altro, come detto in precedenza, la scelta dell'IMF; questa però influisce sulle MF indipendentemente dal redshift e quindi non ne modifica l'evoluzione.

A redshift alto viene poi osservata una regione dello spettro sempre più spostata verso il blu, che fa riferimento alle componenti stellari più giovani e luminose, per questo le masse tendono ad essere sottostimate, ma questo effetto è più contenuto se si dispone di osservazioni in più bande.

Un altro aspetto da tenere in considerazione è che l'adozione di un modello di sintesi di popolazioni stellari piuttosto che un altro può portare alla determinazione di masse diverse a parità di colore a causa della differente trattazione delle varie fasi evolutive delle stelle. Ad esempio, come già visto, utilizzando il modello di sintesi di Maraston 2005 si ricavano masse più alte che con quello di Bruzual & Charlot.

Stime scorrette si possono avere anche sulla MF, oltre che sulla massa di una singola galassia. Ad esempio, l'oscuramento dovuto alla polvere potrebbe portare alcuni oggetti al di sotto della soglia del flusso limite, dando luogo ad una sottostima della massa.

Infine, a causa della varianza cosmica, può essere determinante la direzione di puntamento dello strumento e la MF che si osserva potrebbe essere diversa da quella ricavata

da un altro campione spaziale.

9.2 Sviluppi futuri

La presente ricerca si presta ad interessanti sviluppi ed approfondimenti.

Ad esempio sarebbe utile tener conto delle incertezze sistematiche nella determinazione della massa. Ciò potrebbe essere realizzato applicando opportune correzioni alle osservazioni corrispondenti all'assunzione di una SFH di tipo complesso invece che di tipo semplice (Sec. 9.1). Inoltre, per i confronti con il modello H14, si potrebbero convertire tutti i dati osservativi basandosi sul modello di popolazioni stellari di Maraston 2005 (come usato da Henriques et al.), invece che su quello di Bruzual e Charlot (2003). E' chiaro comunque che questi accorgimenti porterebbero ad un incremento del valore delle masse delle galassie osservate e quindi ad un aumento della discrepanza tra modelli e osservazioni.

Sarebbe anche utile attuare un confronto con funzioni di massa calcolate considerando il redshift massimo (z_{max}) a cui le galassie di una certa magnitudine risultano visibili (Sec. 3.2.2). Ciò permetterebbe di estendere la significatività dello studio anche a masse più basse, consentendo di avere maggiori informazioni sulla validità dei modelli.

In futuro si potrebbero anche utilizzare, sia per i modelli che per le osservazioni, dei *lightcones* che riguardino le stesse aree per avere la medesima statistica ed ovviare al problema della varianza cosmica. Anche quest'ultimo potrebbe essere un interessante elemento da approfondire, indagando da una parte su quanto essa incida nelle osservazioni utilizzate e, dall'altra, su quanto pesi nei vari modelli. Per far questo si potrebbe dividere il *lightcone* del campione simulato in più piccoli sottocampioni spaziali che potranno essere analizzati separatamente.

Un altro interessante sviluppo sarebbe l'analisi dell'influenza sulla MF di una variazione della σ della gaussiana usata per la convoluzione. Questo permetterebbe di determinare le incertezze sulle masse osservate, da assumere ai vari redshift, che potrebbero conciliare i modelli con i dati, chiedendosi poi se tali incertezze siano realistiche.

Infine si potrebbe estendere la ricerca anche a $z > 3$ (Duncan et al. 2014), andando a studiare le prime fasi dello scenario evolutivo; in questo modo si potrebbe capire se e quanto le discrepanze peggiorano e in che misura esse diventano rilevanti per le diverse tipologie di galassie ai vari intervalli di massa stellare.

Bibliografia

- Ando, M. et al., 2007, PASJ, 59, 717 Baldry, I.K. et al., 2012, MNRAS, 421, 631-634
Baugh, C.M., 2006, arXiv:astro-ph/0610031v2
Benson, R.G. et al., 2003, ApJ, 599:38–49
Bower, R.G. et al., 2006, MNRAS, 370, 645–655
Bower, R.G. et al., 2012, MNRAS, 422, 2816
Bruzual, G. e Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
Calzetti, D. et al., 2000, ApJ, 533, 682
Cattaneo, A. et al., 2006, MNRAS, 370, 1651 Cimatti, A et al., 2006, A&A 453, L29-L33
Cole, S. et al., 2000, MNRAS, 319, 168-204
Cole, S. et al., 2001, MNRAS, 326, 255–273
Cole S., Lacey C. G., 1996, MNRAS, 281, 716
Cowie, L. L. et al., 1996, AJ, 112, 839
De Lucia G., Kauffmann G., White S. D. M., 2004, MNRAS, 349, 1101–1116
Croton, D. et al., 2006, 2006, MNRAS, 365, 11
De Lucia, G. et al., 2006, MNRAS, 366, 499–509
De Lucia G., Blaizot J., 2007, MNRAS, 375, 2
De Lucia, G. et al., 2010, MNRAS, 406, 1533–1552
Duncan, K. et al., 2014, MNRAS, 444, 2960–2984
Eke, V. R. et al., 1998, MNRAS, 298, 1145
Erb, D. K. et al., 2006, ApJ, 644, 813
Faber et al., 1992, The Stellar Populations of Galaxies, Absorption-line Spectra of Elliptical Galaxies and Their Relation to Elliptical Formation. Kluwer, Dordrecht, p. 255
Fontana, A. et al., 2004, A&A 424, 23–42
Fontanot, F. et al., 2009, MNRAS, 397, 1776-1790
Fontanot, F. et al., 2013, arXiv:4220v1
Gallazzi, A. et al., 2005, MNRAS, 362, 41
Guo, Q. et al., 2011, 2011, MNRAS, 413, 101
Guo, Q. et al., 2013, MNRAS, 428, 1351–1365
Heavens, A. et al., 2004, Nat, 428, 625 Henriques, B.M.B. et al., 2014, MNRAS, 000, 1-18
Hogg, D. W., 2000, arXiv:astro-ph/9905116v4
Houjun, M., van den Bosch, F., White, S. Galaxy Formation and Evolution, 2010, Cambridge University Press
Ilbert, O. et al., 2010, ApJ, 709, 644
Ilbert, O. et al., 2013, A&A , 556, A55

Kennicutt, R., 1983, ApJ, 272:54-67
Keres, D. et al., 2005, MNRAS, 363, 2-28
Kitzbichler, M.G. et al., 2006, MNRAS, 366, 858-864
Kitzbichler, M.G. et al., 2007, MNRAS, 376, 2-12
Knebe, A. et al., 2015, arXiv:1505.04607v1
Maiolino R. et al., 2008, A&A , 488, 463
Maraston C., 2005, MNRAS, 362, 799
Maraston, C. et al., 2013, MNRAS, 435, 2764–2792
Marchesini, D. et al., 2008, preprint (arXiv:0811.1773)
Merson, A. I. et al., 2013, MNRAS, 429, 556-578
Mihos J. C., Hernquist L., 1996, ApJ, 464, 641
Monaco, P. et al., 2007, MNRAS, 375, 1189–1219
Monaco, P. et al., 2013, MNRAS, 000, 1-35
Muzzin, A. et al., 2013, ApJ, 777:18 (30pp)
Navarro, J. F. et al., 1995, MNRAS, 275, 720 Nelan, J. E., et al., 2005, 2005, ApJ, 632, 137
Panter, B. et al., 2007, MNRAS, 378, 1550
Planck Collaboration 2013, ArXiv e-prints, 1303.5076
Pozzetti, L. et al., 2007, A&A 474, 443–459
Pozzetti, L. et al., 2010, A&A 523, A13
Savaglio, S. et al., 2005, ApJ, 635, 260
Schechter, P., 1976, ApJ, 203:297-306
Schmidt, M., 1959, ApJ, 129:243
Somerville, R. S. et al., 2012, MNRAS, 423, 1992-2015
Springel V., 2005, MNRAS, 364, 1105
Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, ApJS, 88, 253
Thomas, D. et al., 2005, ApJ, 621, 673
Thomas, D. et al., 2010, MNRAS, 404, 1775
Tomczak, A. R. et al., 2014, ApJ, 783:85 (15pp)
Trager, S. C. et al., 2000a, AJ, 120, 165
Viola, M. et al., 2008, MNRAS, 383, 777
White, S. D. M., Frenk C. S., 1991, ApJ, 379, 52
Wilkins, S. M. et al., 2008, MNRAS, 391, 363–368
Witaker, K. E. et al., 2011, ApJ, 735:86 (21pp)

Capitolo 10

Ringraziamenti

Voglio ringraziare innanzitutto il mio Relatore, il prof. Andrea Cimatti, perché mi ha dato l'opportunità di dedicarmi a questo lavoro, per avermi seguita nel suo sviluppo e avermi fatta appassionare all'argomento, e per le attente e dettagliate correzioni che mi ha fornito.

Ringrazio la mia Correlatrice, la dott.ssa Lucia Pozzetti, per la sua disponibilità, per aver sempre chiarito tutti i miei dubbi, anche quelli dell'ultimo secondo e per i costanti ed utili suggerimenti.

Voglio dire grazie anche a Nicola Malavasi per avermi fornito i cataloghi su cui ho lavorato e per la pazienza ed il tempo dedicatomi.

Ringrazio poi i miei familiari, in particolar modo i miei genitori, che mi hanno permesso di intraprendere questo percorso, sostenendomi sempre e credendo in me e mia sorella Silvia, che è per me anche una grandissima amica e mi dà il suo appoggio in ogni cosa.

Un ringraziamento speciale va al mio professore Karl Schieder, che ha fatto in modo che risbocciasse dentro di me la passione per l'astronomia; è grazie a lui se sono qui adesso.

Poi voglio dire grazie a tutte le mie amiche: quelle di più vecchia data, Eleonora e Margherita, e quelle del liceo, Lavinia, Silvia e Francesca, che mi sono sempre vicine dimostrandomi affetto e non stancandosi mai di darmi il loro prezioso supporto morale. Ringrazio di cuore Edoardo, che mi ha fatto dono del suo tempo installandomi Ubuntu, e Dario per la disponibilità ed i suoi preziosi consigli.

Un sentito ringraziamento va anche ai miei amici di università che hanno condiviso con me questi ultimi anni, in particolare Giulia, Raffaella, Fabiola e Davide, che continuano a trasmettermi allegria, mi offrono la loro comprensione e stimolano i miei pensieri. Ringrazio tutti i giratempini, in particolare Elly, per le risate e tutti i folli progetti che ha voluto realizzare con me.

Ringrazio Marco, mio migliore amico, coinquilino e collega, per aver sempre camminato a fianco a me in questo lungo sentiero, per essere stato presente in ogni momento di questi anni ed aver costruito insieme a me una profonda amicizia.

Infine voglio ringraziare Luca, che illumina la mia vita e con cui condivido i sogni più belli.