

SCUOLA DI SCIENZE  
Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea Magistrale in Astrofisica e Cosmologia

# Stima della massa di polvere di galassie ad alto redshift e suo utilizzo come tracciante evolutivo

Tesi di Laurea Magistrale

Presentata da:  
**Lara Pantoni**

Relatore:  
**Chiar.mo Prof.  
Andrea Cimatti**

Co-relatrici:  
**Dott.ssa Francesca Pozzi  
Dott.ssa Margherita Talia**



*Esseri umani, vegetali, o polvere cosmica,  
tutti danziamo al ritmo di una musica misteriosa,  
suonata in lontananza da un  
pifferaio invisibile.*

Albert Einstein



# Ringraziamenti

Ringrazio il Prof. Andrea Cimatti, per avermi dato la possibilità di realizzare questo progetto di tesi, la Dott.ssa Francesca Pozzi, per avermi seguito passo dopo passo nella realizzazione del presente lavoro, e la Dott.ssa Margherita Talia, per i suoi consigli e per la sua grande disponibilità, il cui contributo è stato fondamentale perchè questa tesi prendesse la forma che ha ora.

Ringrazio la Dott.ssa Marcella Massardi per aver creduto in me e per avermi dato la possibilità di ampliare il mio progetto. Un grazie particolare va alla Dott.ssa Claudia Mancuso, con cui ho lavorato fianco a fianco, per i confronti, per la sua pazienza e disponibilità, e per il contributo che ha dato alla realizzazione di questa tesi.

Grazie anche alla Dott.ssa Paola Santini e al Prof. Cristian Vignali per la loro collaborazione.

Ringrazio Luciana Caruso e Andrea Tamani, per il lavoro iniziato insieme l'anno scorso, e tutti i componenti del gruppo, Alessandra, Carmine, Nilla, Luisa, Luca e Francesca. Grazie per avere illuminato le mie giornate. Questo lavoro è dedicato anche a voi, perchè siete capaci di leggerlo con altri occhi.

Grazie a Enrico, per essere sempre stato al mio fianco, anche nei momenti più bui.

Un grazie infinito ai miei genitori, Antonietta e Ferdinando, per il loro amore e per avere sempre sostenuto le mie scelte. Vi voglio bene.

Infine, ringrazio tutti i miei cari amici, d'infanzia, del liceo e quelli con cui ho condiviso questo percorso di laurea, per essere stati le stelle fisse del mio cielo.



# Indice

<b>Sommario</b>	<b>vi</b>
<b>1 Evoluzione cosmica delle galassie</b>	<b>1</b>
1.1 Il tasso di formazione stellare cosmico . . . . .	1
1.2 La sequenza principale delle galassie star-forming . . . . .	7
1.3 Storia di formazione stellare e downsizing . . . . .	14
1.4 Scopo del lavoro di tesi . . . . .	18
<b>2 La polvere interstellare</b>	<b>21</b>
2.1 Estinzione . . . . .	23
2.2 Dimensioni e composizione . . . . .	28
2.3 Emissione . . . . .	31
2.4 Formazione e distruzione . . . . .	37
2.5 Stima del tasso di formazione stellare . . . . .	39
2.6 Stima della massa di polvere . . . . .	40
<b>3 Metodo</b>	<b>43</b>
3.1 Le funzioni di fit . . . . .	43
3.2 Descrizione del metodo . . . . .	48
3.3 Test del metodo . . . . .	50
3.3.1 Arp 220 . . . . .	51
3.3.2 Messier 82 . . . . .	54
3.3.3 Messier 51 . . . . .	57
<b>4 Il campione</b>	<b>61</b>
4.1 Cataloghi fotometrici multibanda nel campo GOODS-S . . . . .	61
4.1.1 Il catalogo GOODS-MUSIC . . . . .	64
4.1.2 Il catalogo ALMA . . . . .	65
4.1.3 I cataloghi AzTEC-LABOCA . . . . .	66
4.2 La selezione del campione . . . . .	69

4.2.1	Associazione delle sorgenti ALMA con le sorgenti ottiche-Herschel . . . . .	70
4.2.2	Associazione delle sorgenti AzTEC-LABOCA con le sorgenti ottiche-Herschel . . . . .	72
4.3	Il campione finale . . . . .	75
<b>5</b>	<b>Risultati statistici</b>	<b>77</b>
5.1	Fit dell'emissione termica della polvere . . . . .	78
5.1.1	Bontà del fit . . . . .	78
5.1.2	La temperatura della polvere . . . . .	85
5.2	Stima della massa di polvere . . . . .	89
5.3	Stima del tasso di formazione stellare . . . . .	92
5.4	Dipendenza delle grandezze fisiche dal redshift . . . . .	94
5.4.1	Il tasso di formazione stellare . . . . .	95
5.4.2	La temperatura della polvere . . . . .	97
5.4.3	La massa della polvere . . . . .	98
5.5	La massa stellare . . . . .	100
<b>6</b>	<b>Interpretazione dei risultati in termini evolutivi</b>	<b>105</b>
6.1	I modelli di evoluzione chimica . . . . .	105
6.1.1	Le galassie ellittiche . . . . .	106
6.1.2	Le galassie spirali . . . . .	107
6.1.3	Interpretazione dei risultati . . . . .	110
6.2	L'approccio <i>model independent</i> . . . . .	115
6.2.1	La funzione di SFR . . . . .	116
6.2.2	La funzione di massa stellare . . . . .	118
6.2.3	Il piano SFR- $M_*$ e la sequenza principale delle galassie . . .	119
6.2.4	La funzione di luminosità degli AGN e la storia di accrescimento dei BH centrali . . . . .	122
6.2.5	Il piano della coevoluzione e la sequenza principale degli AGN	125
6.2.6	Interpretazione dei risultati . . . . .	128
<b>7</b>	<b>Conclusioni e prospettive future</b>	<b>145</b>
7.1	Risultati principali . . . . .	146
7.2	Considerazioni finali e prospettive future . . . . .	149
<b>A</b>	<b>SED e curve di <i>best fit</i> delle galassie del campione</b>	<b>151</b>
<b>B</b>	<b>Valori tabulati della probabilità <math>P(\chi^2, \nu)</math></b>	<b>175</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>179</b>







# Sommario

Il contesto astrofisico in cui si inserisce questo lavoro di tesi riguarda la comprensione di come diverse proprietà fisiche delle galassie dipendano dai processi che regolano l'attività di formazione stellare delle galassie e del modo in cui essi ne guidano l'evoluzione. A tale scopo, è indispensabile estendere il campo di ricerca a diversi intervalli di redshift: questo, non solo perchè osservare oggetti a  $z > 0$  equivale ad osservarli in uno stadio evolutivo precedente, ma anche perchè numerose evidenze collocano il massimo dell'attività di formazione stellare cosmica a  $z \gtrsim 2$ .

Per questo motivo, nel presente lavoro di tesi si è scelto di studiare un campione costituito da 27 galassie star-forming ad alto redshift, con  $\langle z \rangle \simeq 2.3$ , in corrispondenza del picco del tasso di formazione stellare cosmico. Lo scopo principale di questo progetto consiste nella stima della massa di polvere interstellare degli oggetti del campione e nel suo utilizzo come tracciante dell'evoluzione delle galassie. La polvere, insieme al gas freddo, costituisce il carburante principale della formazione stellare nelle galassie. Inoltre, essa è caratterizzata dalla capacità di diffondere e assorbire la radiazione ottico-UV delle stelle di recente formazione e di riemetterla termicamente a lunghezze d'onda maggiori, tipicamente nel medio-lontano infrarosso ( $20 < \lambda/\mu m \leq 200$ ). Queste sono le ragioni principali dell'importanza astrofisica dell'emissione della polvere, indispensabile per uno studio accurato dell'attività di formazione stellare delle galassie. Quando si vogliono studiare galassie ad alto redshift, l'emissione della polvere si estende a lunghezze d'onda del (sub-)millimetrico.

In questa tesi, sfruttando la disponibilità di dati fotometrici sub-mm di ultima generazione, come quelli dell'interferometro ALMA, si è stimata l'emissione termica della polvere interstellare realizzando un codice numerico in IDL (i.e., *Interactive Data Language*) che permette di effettuare un fit *single-temperature* sui dati. Come funzione di fit, si è assunto il cosiddetto "corpo grigio", che ben descrive la fisica dei grani di polvere. La temperatura di equilibrio della polvere è un parametro libero, del fit. Lo stesso procedimento è stato ripetuto prendendo come funzione di fit l'approssimazione otticamente sottile del corpo grigio, dato il suo largo impiego in letteratura. Confrontando i fit, quelli in approssimazione otticamente sottile risultano meno affidabili e danno una temperatura di *best fit*

sistematicamente inferiore (di un fattore  $\sim 1.7$ ) a quella ottenuta nel caso non approssimato.

Nota la temperatura di equilibrio della polvere, è stato possibile stimare la sua massa, assumendo che la polvere interstellare sia otticamente sottile alla sua stessa radiazione. Sotto questa assunzione, infatti, si ottiene una relazione tra la massa di polvere e il flusso osservato ad una lunghezza d'onda  $\lambda_d$  tale che cada nel regime otticamente sottile. In questa sede si è presa  $\lambda_d = 230 \mu m$  da Gilli et al. (2014).

Oltre alla massa di polvere, usando le curve di *best fit*, è stato possibile calcolare la luminosità infrarossa ( $\lambda_{rest} = 8 - 1000 \mu m$ ) e stimare il tasso di formazione stellare di ogni oggetto del campione (Kennicutt, 1999). Quest'ultimo, insieme alla massa della polvere e alla massa stellare, può dare vincoli cruciali riguardo la storia di formazione stellare delle galassie. La massa stellare degli oggetti del campione è stata presa da Fontana et al. (2006) e P. Santini (comunicazione privata).

I risultati ottenuti sono stati confrontati con gli scenari di evoluzione proposti da Calura et al. (2016), costruiti sulla base dei modelli di evoluzione chimica descritti in Calura et al. (2009b), e con lo scenario proposto da Mancuso et al. (2016b), i quali seguono un approccio indipendente dai modelli teorici per ricavare la storia di evoluzione delle galassie. Il confronto permette di affermare che gli oggetti del campione sono proto-sferoidi massivi ( $M_*$  finale compresa tra  $10^{11}$  e  $10^{12} M_\odot$ ), ovvero controparti ad alto redshift delle galassie ellittiche locali di grande massa. La maggior parte delle galassie del campione sta vivendo un periodo di rapida e intensa formazione stellare, che entrambi i gruppi di ricerca descrivono come l'effetto del collasso della nube di polvere e gas primordiale che ha portato alla formazione della galassia. In tempi successivi, il feedback da SNe e AGN dovrebbe andare a interrompere bruscamente il processo di formazione stellare e, di conseguenza, l'evoluzione delle galassie non sarà più guidata dalla formazione di stelle ma dall'invecchiamento delle popolazioni stellari già presenti.

Questa tesi è così strutturata:

- nel Capitolo 1 viene data una panoramica del contesto astrofisico in cui si colloca questo progetto e, alla fine, viene illustrato lo scopo del lavoro di tesi;
- nel Capitolo 2 si descrivono le proprietà chimico-fisiche principali della polvere interstellare e si espongono le caratteristiche fondamentali della sua emissione. Inoltre, viene descritto il modo in cui si può usare l'emissione della polvere interstellare per dare una stima della sua massa e del tasso di formazione stellare delle galassie;
- nel Capitolo 3 viene spiegato il metodo utilizzato per effettuare il fit dell'emissione termica della polvere interstellare e quello adottato per la stima della

sua massa e dello SFR. Alla fine del capitolo vengono presentati i risultati ottenuti su tre oggetti locali di test: Arp220, M82, M51;

- nel Capitolo 4 viene descritto il campione di galassie studiato in questo lavoro di tesi. In particolare si descrive il campo a cui appartengono le sorgenti, si spiega come sono state trovate le controparti, si elencano le bande fotometriche per cui disponiamo i dati e gli strumenti usati per condurre le osservazioni;
- nel Capitolo 5 viene proposta l'analisi statistica dei risultati ottenuti applicando il metodo descritto nel Capitolo 3;
- nel Capitolo 6 le stime della massa di polvere e dello SFR delle galassie del campione, insieme alle masse stellari, vengono utilizzate per inserire gli oggetti nel contesto evolutivo descritto nel Capitolo 1;
- nel Capitolo 7 sono riassunti i risultati principali e presentate le prospettive future.



# Capitolo 1

## Evoluzione cosmica delle galassie

### 1.1 Il tasso di formazione stellare cosmico

Il tasso di formazione stellare cosmico descrive il modo in cui l'attività di formazione stellare dell'intera popolazione di galassie dell'Universo evolve nel tempo. Esso viene spesso espresso in termini del tasso di formazione stellare medio per unità di volume comovente (Star Formation Rate Density, SFRD). Il suo studio è molto importante, in quanto permette di porre dei vincoli sui modelli che descrivono la formazione e l'evoluzione delle galassie.

La prima misura del tasso di formazione stellare cosmico venne effettuata verso la fine degli anni '90 da Madau (1999), grazie ai dati del satellite *Hubble* (HST). Il risultato da egli ottenuto è quello mostrato in figura 1.1. Negli ultimi decenni, grazie all'enorme quantità di dati raccolti fino a redshift cosmologici dai telescopi di ultima generazione (quali *Hubble*, *Spitzer*, VLT ed *Herschel*), impiegati in numerose *survey* multibanda, è stato possibile estendere lo studio del tasso di formazione stellare a  $z$  molto elevati ( $z \sim 8$ ) e stimarlo con maggiore accuratezza. In figura 1.2 è riportato il tasso di formazione stellare cosmico dall'articolo di review di Madau e Dickinson (2014). Si noti che, nell'intervallo di redshift  $0 \lesssim z \lesssim 1$  esso presenta una fase di crescita, in cui scala come  $(1+z)^{2.7}$ . Per  $z$  maggiori, la crescita rallenta fino a un picco, che cade a un redshift compreso tra 1.5 e 2, quando l'Universo aveva un'età di circa  $3.5 \text{ Gyr}$ . Il picco è seguito da un declino graduale che, da  $z \sim 3$ , continua fino a  $z \sim 8$ , con andamento  $\propto (1+z)^{-2.9}$ .

Dal confronto delle immagini 1.1 e 1.2 si vede subito come l'avanzamento tecnologico degli ultimi anni abbia permesso di effettuare osservazioni più profonde e di ottenere un numero maggiore di dati, dando la possibilità di vincolare meglio l'evoluzione nel tempo del tasso di formazione stellare cosmico. Tuttavia, per  $z \gtrsim 3$ , la storia di formazione stellare cosmica di Madau e Dickinson (2014) rimane scarsamente vincolata: come si vede in figura 1.2, le uniche stime del tasso

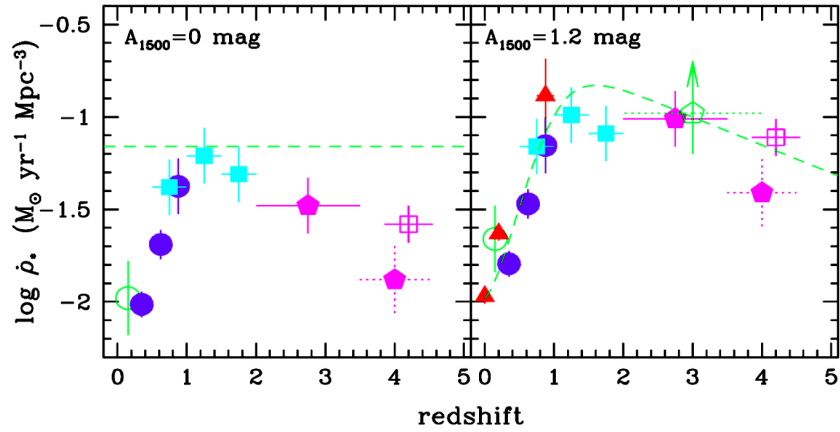


Figura 1.1: SFRD in funzione del redshift, ottenuta da dati UV ( $\lambda = 1500 \text{ \AA}$  e  $\lambda = 2800 \text{ \AA}$ ) corretti per l'estinzione della polvere (a destra) e non corretti (a sinistra); la linea verde tratteggiata nel pannello di destra è la curva di *best fit*. I triangoli pieni rappresentano le stime ottenute dalla riga  $H\alpha$  mentre il pentagono vuoto indica il limite inferiore SCUBA - *Madau, 1999*.

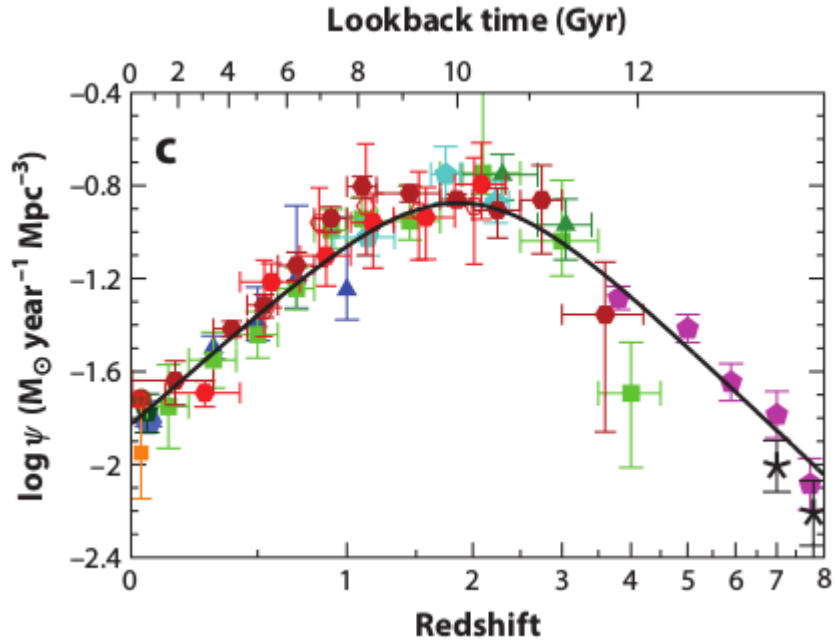


Figura 1.2: Tasso di formazione stellare cosmico di *best-fit* da misure UV (corrette per la polvere) e IR *rest frame* (linea nera continua). Le densità di SFR sono state ottenute sotto l'assunzione di una Salpeter IMF. I simboli di forme e colori diversi rappresentano i vari campioni usati per questo studio. - *Madau & Dickinson, 2014*.

di formazione stellare in questo range di redshift sono ottenute da dati UV corretti per l'estinzione (pentagoni magenta - da Bouwens et al. 2012, e asterischi neri -



da Schenker et al. 2013).

Una recente analisi di sorgenti Herschel a  $500 \mu m$  nella Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey (HerMES; Oliver et al. 2012), effettuata da Rowan-Robinson et al. (2016), ha fornito indizi di una SFRD significativamente maggiore rispetto a quella ottenuta dalle stime UV nell'intervallo  $3 < z < 6$  (area arancione in figura 1.3): la SFRD oscurata risulta pressocchè costante fino a  $z \sim 6$ , mentre le stime UV mostrano una decrescita di più di un ordine di grandezza. Questo risultato, in totale accordo con quello ottenuto da Kistler et al. (2009) a partire da misure di gamma ray burst ad alto redshift (stelle rosse in figura 1.3), sembra indicare che il periodo di maggiore attività di formazione stellare si estenda almeno da  $z \sim 1$  a  $z \sim 6$ , al contrario di quanto dedotto dagli studi precedenti in UV, per cui la massima SFRD si collocherebbe nell'intervallo di redshift  $1 < z < 3$ . Gli autori

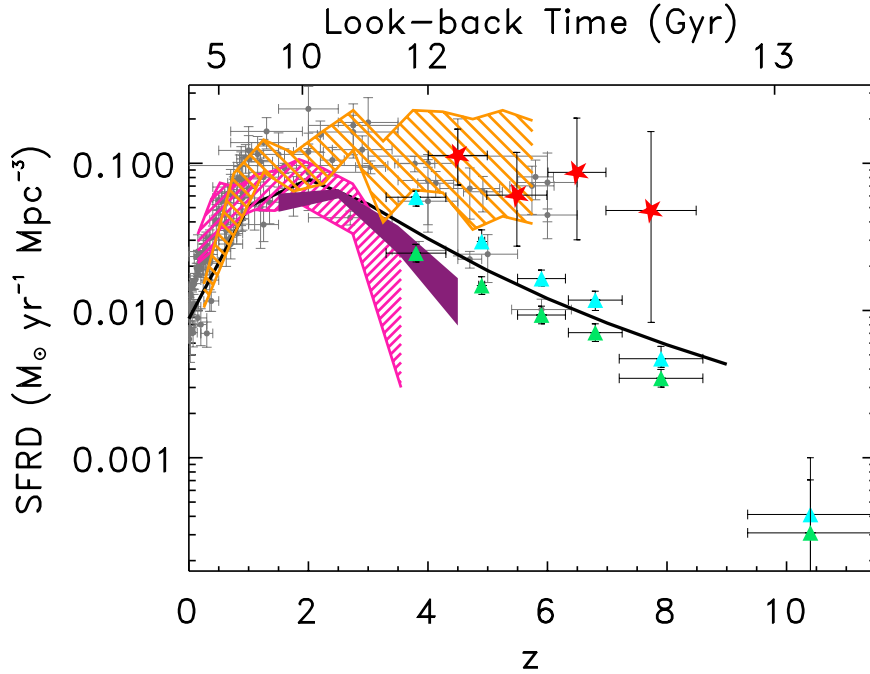


Figura 1.3: Evoluzione in redshift della SFRD comovente da diversi indicatori: stime ottico-UV corrette per l'estinzione da Hopkins & Beacom, 2006 (punti grigio chiaro); stima IR ottenuta da Gruppioni et al. 2015 (area rosa); stima da sorgenti Herschel sub-mm ad alto redshift di Rowan-Robinson et al. 2016 (area arancione); stima ALMA da Dunlop et al. 2017 (area viola); stima da dati UV corretti per l'estinzione da Bouwens et al. 2012 (triangoli ciano e verde chiaro); stime derivate da GRBs ad alto  $z$  da Kistler et al. 2009 (stelle rosse). La linea nera continua mostra la SFRD di *best-fit* ottenuta da Madau & Dickinson (2014) - Gruppioni et al. 2017.

sostengono che, date le grandi incertezze sulle misure sub-millimetriche a  $z = 3-6$ , non è possibile escludere la validità delle stime UV, ma al contempo suggeriscono di valutare la possibilità che esse sottostimino fortemente la formazione stellare

oscurata dalla polvere, anche nel caso in cui i dati UV siano corretti per l'estinzione.

Anche la SFRD ottenuta da recenti osservazioni ALMA dell' *Hubble Ultra Deep Field* (HUDF), rappresentata in figura 1.3 dall'area viola (Dunlop et al. 2016), si pone in contrasto con i risultati di Rowan-Robinson et al. (2016) e Kistler et al. (2009): la formazione stellare cosmica mostra un picco a  $z \sim 2.5$  mentre il passaggio da formazione stellare oscurata a non oscurata avviene a  $z \sim 4$ . Se, da un lato, la significativa statistica su grande scala di SPIRE/Herschel è interessata da problemi riguardo l'identificazione delle sorgenti e la misura dei redshift, dall'altro, i risultati precisi e dettagliati di ALMA si basano su una povera statistica, limitata ad una piccola area di cielo (il Field Of View di ALMA è di  $0.1 \text{ arcmin}^2$  e l'area osservata da Dunlop et al. (2016) è di soli  $4.5 \text{ arcmin}^2$ , visto che si servono di 45 puntamenti).

Sulla base di queste considerazioni, si deduce chiaramente come ancora non sia possibile vincolare la storia di formazione stellare cosmica per  $z \gtrsim 3$ , nonostante la grande quantità di dati attualmente a nostra disposizione: l'estensione su vari ordini di grandezza delle stime del tasso di formazione stellare cosmico e le grandi incertezze associate ad alcune di esse (figura 1.3) mostrano, in maniera inequivocabile, la nostra ignoranza riguardo l'evoluzione della SFRD ad alti  $z$ .

Attualmente, uno degli obiettivi principali dell'astrofisica è quello di ottenere dei vincoli stringenti a  $z \gtrsim 3$ , dove le stime della SFRD da diversi indicatori non sono in accordo, e di capire a cosa sia dovuto il particolare andamento del tasso di formazione stellare cosmico. Inoltre, per vincolare i modelli cosmologici, è necessario capire qual è la modalità di formazione stellare che domina la SFRD a diverse epoche storiche. Nell'ultimo decennio si è osservata l'esistenza di una stretta correlazione tra lo SFR e la massa stellare  $M_*$  (*galaxy main-sequence*), seguita dalla maggior parte delle galassie star-forming (Elbaz et al. 2007, Daddi et al. 2007). Dalla collocazione degli oggetti sul piano  $SFR - M_*$  è possibile individuare tre tipologie di galassie con SFR caratteristici molto diversi tra loro (come rappresentato in figura 1.6): le galassie di *main-sequence*, che mostrano una formazione stellare di tipo *smooth*, con tempi scala caratteristici maggiori di  $1 \text{ Gyr}$ ; le galassie note tradizionalmente come *starburst*, che presentano tassi di formazione stellare significativamente superiori a quelli di *main-sequence* e tempi scala caratteristici inferiori di  $1 \text{ Gyr}$ ; le cosiddette galassie *red and dead*, in cui l'attività di formazione stellare è molto modesta o assente. L'interpretazione del piano  $SFR - M_*$  è controversa e dipende fortemente dallo scenario che si assume per descrivere l'evoluzione delle galassie (si veda la sezione 1.2).

Al riguardo, un'indicazione molto importante è data dal totale accordo tra la SFRD e l'accrescimento dei buchi neri super-massivi (Super Massive Black Hole, SMBH) al centro delle galassie in funzione del tempo cosmico (figura 1.4). Ciò suggerisce che la formazione stellare e, dunque, l'evoluzione delle galassie, sia stret-

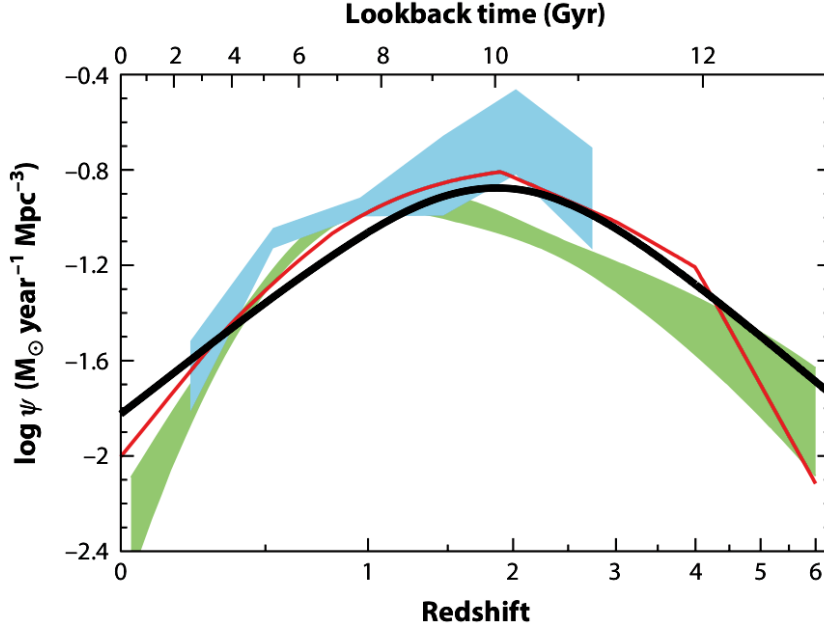


Figura 1.4: Confronto tra la storia di formazione stellare cosmica di *best fit* (linea nera continua, si veda figura 1.2) e la storia di accrescimento dei SMBH da osservazioni X (linea rossa continua, Shankar et al. 2009; ombreggiatura verde chiaro, Aird et al. 2010), e infrarosse (ombreggiatura azzurra, Delvecchio et al. 2014). L'estensione delle ombreggiature comprende l'intervallo di incertezze  $\pm 1\sigma$  sulla densità di luminosità bolometrica totale - *Madau & Dickinson, 2014*.

tamente legata alla crescita dei buchi neri centrali (*BH-galaxy coevolution*).

Anche l'evoluzione in redshift della SFRD può fornire importanti vincoli per le teorie di formazione ed evoluzione delle galassie. Difatti, confrontando le osservazioni con i risultati ottenuti dai vari modelli semi-analitici è possibile ottenere una visione sempre più completa e approfondita dei processi che regolano l'evoluzione delle galassie, come la formazione stellare, il raffreddamento del gas e i vari processi di feedback. I modelli semi-analitici sono modelli che accoppiano le simulazioni cosmologiche, che riguardano prevalentemente la materia oscura guidata dalla gravità, con le “prescrizioni” che descrivono la complessa fisica della materia barionica.

Da qui emerge, ancora una volta, l'importanza di derivare l'andamento del tasso di formazione stellare cosmico nella maniera più accurata possibile. Come già detto, questo risulta spesso difficile a causa delle molteplici incertezze da cui sono affetti i dati. La più importante è quella dovuta all'estinzione della polvere interstellare: la radiazione ultravioletta delle stelle massive di recente formazione, traccianti dello SFR istantaneo delle galassie, è parzialmente assorbita dalla polvere e riemessa a lunghezze d'onda infrarosse. A causa di questo fenomeno, la luminosità UV (*rest frame*) che osserviamo può non dare una stima affidabile del tasso

di formazione stellare se non viene corretta in maniera opportuna. Come si vede in figura 1.5, la SFRD ottenuta solo dai dati UV (in blu), non corretti per l'estinzione, risulta fortemente sottostimata. Tuttavia, la correzione per l'estinzione dovuta alla

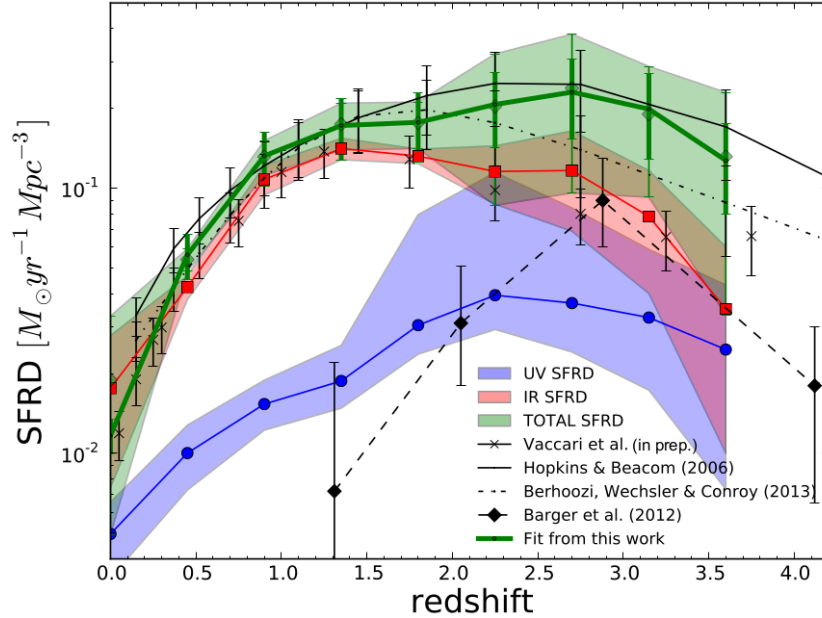


Figura 1.5: SFRD nel FUV (in blu), nel FIR (in rosso), e totale (FUV + FIR) in verde. Le linee continue rappresentano i valori medi, mentre le aree colorate mostrano le incertezze - Burgarella et al. 2013.

polvere interstellare è spesso incerta, poichè dipende sia dalla distribuzione delle regioni di formazione stellare sia dalla geometria dei grani di polvere. Inoltre, le regioni totalmente oscurate nell'UV vengono completamente perse. Dunque, il metodo migliore per la stima dello SFR è quello che sfrutta sia la luminosità UV sia quella IR (Kennicutt 1998). Questo è il metodo usato, per esempio, da Burgarella et al. (2013), i quali ottengono la SFRD rappresentata in verde nella figura 1.5. Ad ogni modo, anche in questo caso la stima che si ottiene non è completamente affidabile poichè l'emissione IR potrebbe essere contaminata, dal contributo del nucleo galattico attivo centrale, se presente, e/o dall'emissione del cirro, costituito da polvere diffusa riscaldata perlopiù da popolazioni stellari vecchie. In generale, dunque, per dare una buona stima dello SFR è indispensabile conoscere al meglio le caratteristiche dell'estinzione e dell'emissione della polvere, che dipendono fortemente dalla sua composizione e dalle sue proprietà chimico-fisiche (crf. capitolo 2).

## 1.2 La sequenza principale delle galassie star-forming

Per studiare la SFRD cosmica, e comprendere il perchè del suo caratteristico andamento, è fondamentale capire se esistono diverse modalità di formazione stellare e in cosa consistono, e stabilire quale relazione intercorre tra l'attività di formazione stellare e quella del buco nero centrale.

L'attività di formazione stellare di una galassia è ben descritta dal tasso di formazione stellare specifico (sSFR  $\equiv$  SFR/ $M_*$ ), che rappresenta il rapporto tra l'attuale formazione stellare e quella passata o, equivalentemente, il tasso di crescita frazionario della massa stellare in una galassia. Negli ultimi anni, grazie alla grande quantità di dati di cui disponiamo, è stato possibile studiare ampiamente lo sSFR di galassie con diverse masse stellari, in epoche diverse della storia dell'Universo. Così, si è visto che, per  $0 < z < 3$  e, in alcuni casi, anche per  $z$  maggiori, esiste una stretta correlazione tra SFR e  $M_*$ , detta *galaxy main-sequence*, la cui normalizzazione (sSFR medio riferito ad una certa massa) cresce all'aumentare del redshift. Su di essa si colloca la maggior parte delle galassie star-forming (Daddi et al. 2007, Noeske et al. 2007). La pendenza  $\alpha$  della relazione  $SFR \propto M_*^\alpha$  cambia notevolmente sulla base dei criteri usati per la selezione del campione e per la misura dello SFR e di  $M_*$ : i valori di letteratura variano nell'intervallo  $0.6 \lesssim \alpha \lesssim 1$ . Inoltre, tra  $z = 0$  e  $z \sim 2.5$ , la sua normalizzazione cresce in maniera proporzionale a  $(1+z)^{\sim 3.5}$ , per poi appiattirsi a redshift maggiori (Rodighiero et al. 2011).

In figura 1.6 si può osservare una rappresentazione schematica di come le galassie con diversa attività di formazione stellare si distribuiscono nel piano  $SFR - M_*$ . Anche se la maggior parte delle galassie star-forming si colloca lungo la *main-sequence*, esiste una popolazione di *outliers* (in magenta), detti tradizionalmente galassie “starburst”, che mostra sSFR molto elevati rispetto quelli di sequenza: si tratta perlopiù di galassie ultraluminose nell'infrarosso (ULIRG) dell'Universo locale e di galassie selezionate nel (sub-)millimetrico (Submillimeter Galaxies, SMG o Dusty Star Forming Galaxies, DSFG) a redshift  $1 < z < 4$ , la cui attività di formazione stellare avviene in regioni ricche di gas e polvere interstellare, su tempi scala  $\lesssim 10^8 yr$  e con  $SFR \gtrsim 100 M_\odot$  (Scoville et al. 2014, 2016). Infine, esiste un'altra classe di galassie, dette “quiescenti” o “passive” (le galassie *red and dead* in rosso), che si colloca al di sotto della sequenza principale, poichè è caratterizzata da sSFR di molto inferiori a quelli tipici di una galassia di sequenza.

Come accennato nella sezione 1.1, l'interpretazione del grafico  $SFR - M_*$  è controversa e dipende fortemente dallo scenario che si assume per descrivere l'evoluzione delle galassie. Difatti, se da un lato, grazie alle simulazioni *N-body*, siamo riusciti a spiegare la distribuzione di materia dell'Universo su grande scala,



Figura 1.6: Rappresentazione schematica della sequenza principale delle galassie star-forming e di come gli oggetti si collocano rispetto ad essa sulla base della loro attività di formazione stellare - <https://astrobit.es.org/2016/11/10/the-end-of-the-line/>.

determinata dalle perturbazioni primordiali di materia oscura che, sotto l’azione della gravità, evolvono in strutture virializzate (i cosiddetti “aloni”), dall’altro, su scale (sub-)galattiche, la complessità della fisica barionica rende arduo fornire una descrizione *ab initio* dei processi associati alla formazione stellare e all’accrescimento dei BH centrali.

Attualmente, gli scenari più popolari sono tre: di seguito si accenna brevemente ai concetti di base che li distinguono. Il primo, a cui si rifà l’interpretazione tradizionale della sequenza principale delle galassie star-forming, sostiene il ruolo principale del merging tra aloni di materia oscura e della materia barionica ad essi associata nel guidare la coevoluzione galassia-BH centrale (scenario *merger-driven*): in particolare, questo individua nel merging di galassie spirali ricche di gas ad alto redshift il meccanismo principale con cui si formano le ellittiche massive osservate a basso  $z$  e con cui si innescano la formazione stellare e l’attività del nucleo centrale delle galassie (e.g., Hopkins et al. 2006, Somerville & Davé 2015, Eales et al. 2016). Una visione alternativa è quella proposta da Dekel et al. (2009), secondo cui la formazione stellare e l’accrescimento dei BH super-massivi sono guidati da flussi continui di gas freddo che seguono i filamenti della rete cosmica, i quali penetrano negli aloni di materia oscura delle galassie, attratti dal loro potenziale gravitazionale (si veda anche Dekel & Birnboim 2006). Il terzo scenario, noto come scenario di coevoluzione *in-situ*, descrive la formazione stellare e l’attività dei BH centrali come processi locali e coordinati temporalmente, innescati dal collasso primordiale dell’alone di materia oscura e successivamente

regolati dalla fisica barionica, in particolare dal feedback di Supernovae (SNe) e di AGN (Lapi et al. 2006, 2011, 2014; Aversa et al. 2015; Pozzi et al. 2015; Calura et al. 2016; Mancuso et al. 2016, 2017).

Tradizionalmente, le galassie di sequenza, dette anche “galassie normali”, sono descritte come galassie a spirale caratterizzate da un’attività di formazione stellare stabile, che presenta tempi scala caratteristici superiori al  $Gyr$ . Nella cornice dello scenario gerarchico, secondo il modello *merger-driven*, queste galassie, ad alto  $z$ , sono soggette ad eventi di merging o ad interazioni dinamiche con altri oggetti, nel corso dei quali il contenuto di gas freddo dalle zone più esterne delle galassie in interazione aumenta enormemente e dà un forte impulso all’attività di formazione stellare. Quest’ultima è sostenuta anche dalle instabilità e dalle onde d’urto associate a questi eventi, che possono comprimere il gas fino ad elevate densità. Come conseguenza del merging, la formazione di stelle diventa di tipo starburst, e le galassie si spostano dalla sequenza principale alla zona con sSFR maggiori, rappresentata in magenta nella figura 1.6. La durata tipica degli eventi di formazione stellare è, in questo caso, inferiore a  $10^8 yr$ , per questo la sequenza principale appare più densamente popolata. Durante questo periodo di intensa formazione di stelle, il BH centrale accresce materia finché, divenuto attivo, rilascia la sua energetica nel mezzo interstellare e rimuove gran parte del gas e della polvere, interrompendo bruscamente la formazione stellare e tornando ad essere quiescente (figura 1.7). Terminato l’evento di *starburst*, le galassie ritornano sulla sequenza principale e, una volta esaurito il combustibile per la formazione stellare, vanno a collocarsi tra le galassie rosse e passive, passando attraverso la *green valley* (in verde), zona popolata dagli oggetti che hanno ancora eventi sporadici di formazione

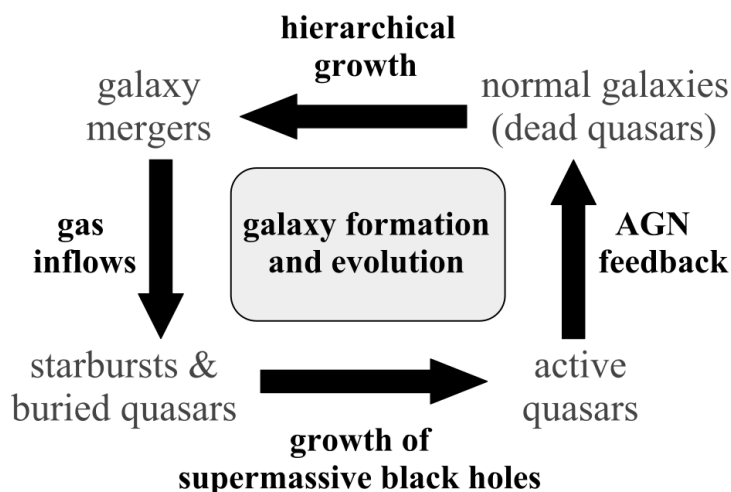


Figura 1.7: Rappresentazione schematica del “ciclo cosmico” di formazione ed evoluzione delle galassie, regolato dal BH centrale, nello scenario *merger-driven* - Hopkins et al. (2006).

stellare (figura 1.6). Durante la sua vita, una galassia può essere soggetta anche a più di un evento di merging, per cui si può trovare a spostarsi varie volte dalla sequenza principale alla zona delle galassie starburst, prima di esaurire tutto il suo combustibile.

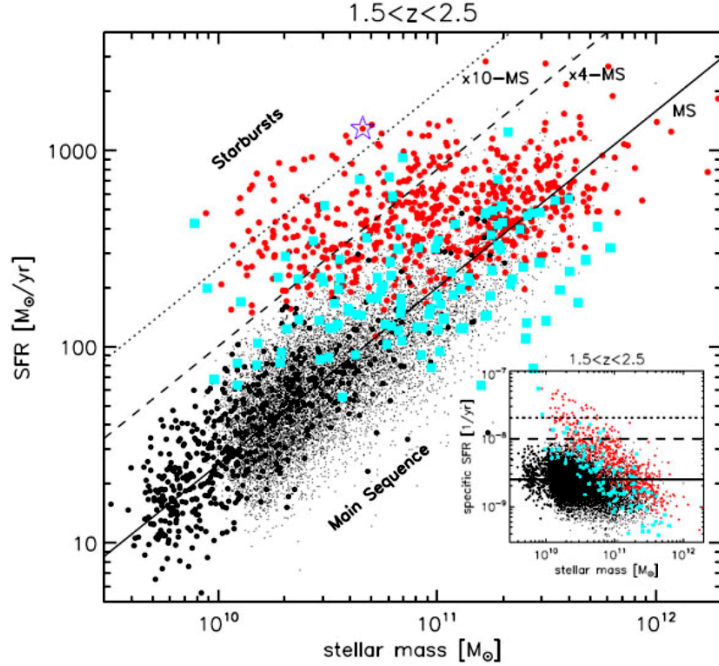


Figura 1.8: Relazione tra SFR e  $M_*$  a  $1.5 < z < 2.5$  per 4 campioni di galassie: sorgenti Herschel/PACS-COSMOS (cerchi rossi); sorgenti Herschel/PACS-GOODS South (quadrati ciano); campione BzK-GOODS (cerchi neri); sorgenti BzK-COSMOS (puntini neri). La linea nera continua rappresenta la *galaxy main-sequence* a  $z \sim 2$  (Daddi et al. 2007); la linea tratteggiata e la puntinata contrassegnano il luogo 4 volte e 10 volte al di sopra della sequenza principale, rispettivamente. In basso a destra sono rappresentate le stesse informazioni in termini dello sSFR - Rodighiero et al. 2011.

Tuttavia, evidenze osservative hanno mostrato che gli eventi di merging contribuiscono solo in minima parte alla SFRD: in figura 1.8 è riportato il risultato ottenuto con il satellite IR Herschel da Rodighiero et al. (2011), i quali hanno studiato dei campioni di galassie star-forming nei campi COSMOS e GOODS a redshift  $1.5 < z < 2.5$ . Come ci si aspetta, la maggior parte degli oggetti si distribuisce lungo la sequenza principale definita da Daddi et al. (2007) per  $z \sim 2$ , mentre solo il 2% delle galassie mostra un'attività di tipo *starburst* ed esso risulta responsabile solamente del 10% della SFRD cosmica a  $z \sim 2$ . Gli autori commentano il risultato affermando che, anche se la modalità *starburst* gioca un ruolo minoritario nella formazione delle stelle all'interno delle galassie, essa potrebbe comunque rappresentare una fase fondamentale nel contesto dell'arresto della for-



mazione stellare e della trasformazione morfologica delle galassie.

Inoltre, ci sono altre evidenze osservative che indicano come il merger non sia la via principale di formazione stellare. Tra queste, vi sono la morfologia e l'elevato numero di galassie osservate ad alto redshift ( $z > 1$ ) con  $\text{SFR} > 100 - 200 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , che non sono compatibili con uno scenario che vede nel merging la via principale di formazione stellare. In particolare, da un lato, i *constrain* sulla struttura e sulla cinematica delle galassie massive a  $z \sim 2$  suggeriscono che un'importante frazione di tali oggetti sia *non-interacting/non-merging* (e.g., Förster-Schreiber et al. 2006, 2011a), dall'altro, il tasso di merger non è sufficientemente elevato per spiegare l'abbondanza di questi sistemi (e.g. Dekel et al. 2009b, Stewart et al. 2009, Hopkins & Hernquist 2010, Hopkins et al. 2010). Anche le simulazioni cosmologiche hanno dimostrato che a  $z \sim 2$ , in corrispondenza del picco della SFRD cosmica, l'Universo era ancora troppo giovane ( $t_c \sim 3 \text{Gyr}$ ) perchè un così grande numero di galassie avesse tempo a sufficienza per il merging. Uno dei risultati più recenti al riguardo è quello di Rodriguez-Gomez et al. (2016), che hanno investigato diversi aspetti della *stellar mass assembly* delle galassie, su un ampio intervallo di masse stellari ( $10^9 - 10^{12} M_{\odot}$ ), usando i dati della simulazione Illustris e sviluppando una simulazione cosmologica basata su un codice idrodinamico. Come si vede in figura 1.9, il confronto tra il tasso specifico di accrescimento di massa stellare e lo sSFR mostra che, per la maggior parte delle galassie, la crescita della massa stellare è dominata dalla formazione stellare *in-situ* (in rosso), ad eccezione delle galassie massive ( $M_* \simeq 10^{12} M_{\odot}$ ) a  $z \lesssim 1$ , per le quali domina la crescita in massa via merging (in verde). Un'altra evidenza a favore dello scenario *in-situ*, consiste nel

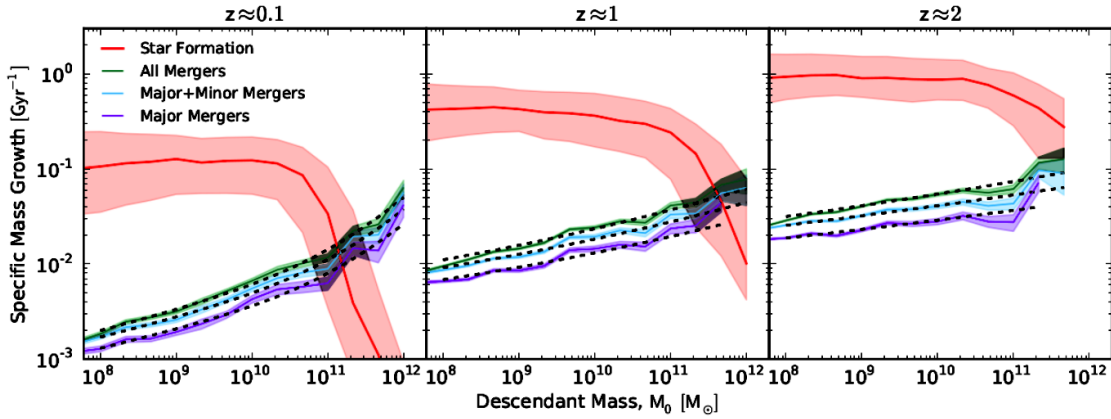


Figura 1.9: Tasso specifico di accrescimento della massa stellare in termini della massa che ne discende ( $M_0$ ), per tre diversi bin di redshift ( $z \sim 0.1$ ,  $z \sim 1$ ,  $z \sim 2$ ). In rosso è rappresentato il contributo della formazione stellare *in-situ* (l'area ombreggiata corrisponde ad  $1\sigma$ ), in blu quello dei major merger, in ciano quello dei minor+major merger e in verde è rappresentato il contributo totale dei merger (le aree in ombra indicano il rumore Poissoniano) - Rodriguez-Gomez et al. (2016).

fatto che la maggior parte delle stelle dell'Universo, ad ogni  $z$ , si trova vicino al suo luogo di nascita, come mostrato da Rodriguez-Gomez et al. (2016). Inoltre, anche concentrandosi sul singolo oggetto, essi vedono che il contenuto stellare delle galassie si forma prevalentemente *in-situ*, tranne che per le galassie con massa stellare  $\simeq 10^{12} M_{\odot}$ , per cui, a  $z \lesssim 1$  domina il merging (figura 1.10), confermando il risultato mostrato in figura 1.9.

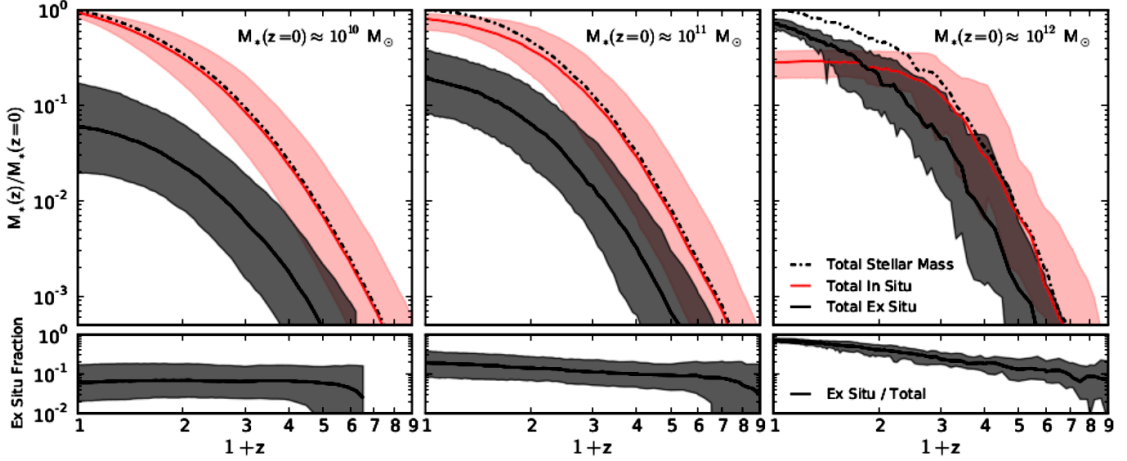


Figura 1.10: Storia di accrescimento della massa stellare di galassie selezionate a  $z = 0$  e sviluppata per  $t$  antecedenti usando i *merger trees*. I tre pannelli corrispondono a bin di massa stellare a  $z = 0$  centrati in  $10^{10} M_{\odot}$ ,  $10^{11} M_{\odot}$ ,  $10^{12} M_{\odot}$  rispettivamente. La linea nera tratteggiata mostra l'evoluzione della massa stellare totale, la linea rossa mostra il contributo della massa stellare in-situ e la linea nera continua mostra quello della massa stellare ex-situ. Le aree ombreggiate corrispondono ad  $1\sigma$ . - Rodriguez-Gomez et al. (2016).

Dunque, il merging diventa significativo a redshift troppo bassi per poter giustificare l'elevato tasso di formazione stellare delle SMG (DSFG) a  $z > 1$ . Inoltre, anche lo scenario secondo cui la formazione stellare sia guidata da flussi di gas freddo da scale cosmologiche è stato recentemente messo in discussione dal follow-up ad alta risoluzione spaziale di SMG nel sub-mm e in banda radio (i più recenti condotti con ALMA), che vedono l'attività di formazione stellare concentrarsi nelle zone più interne delle galassie star-forming ad alto redshift, su scale dell'ordine del *kpc* (e.g., Scoville et al. 2016, Dunlop et al. 2016, Tadaki et al. 2017), dando sostegno allo scenario di coevoluzione *in-situ*. Queste, tuttavia, non costituiscono evidenze definitive contro i *merger* (e.g., Robertson & Bullock 2008, Hammer et al. 2009).

Un altro risultato che sostiene lo scenario *in-situ*, a scapito degli altri due descritti in questo paragrafo, è quello ottenuto da Mancuso et al. 2016a, i quali hanno riprodotto gli andamenti della funzione di SFR e della funzione di massa stellare in termini della funzione di massa dell'alone ospite  $M_H$  (associate mediante

la tecnica dell'*abundance matching*), osservando, per  $z \gtrsim 4$ , una minima evoluzione in redshift, a fissata  $M_H$  (figura 1.11).

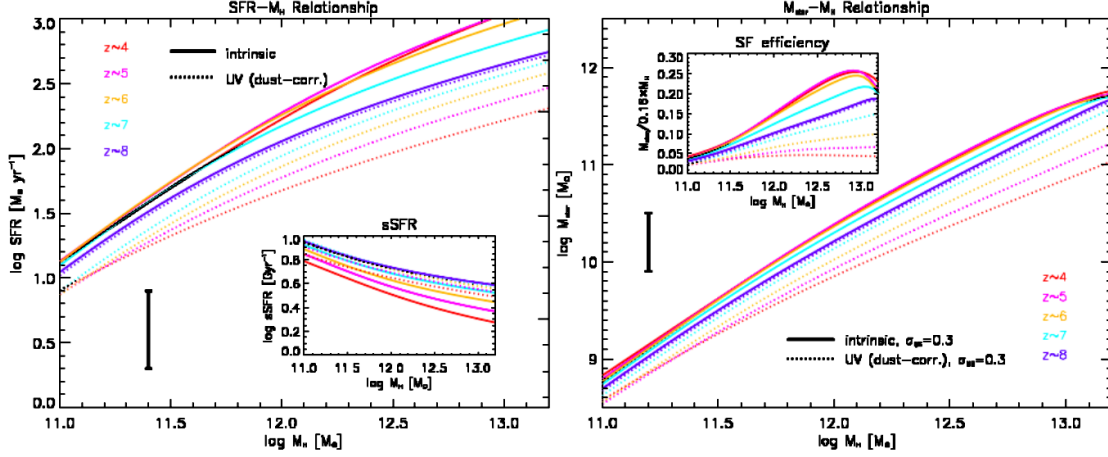


Figura 1.11: *A sinistra*: relazione tra lo SFR in  $M_\odot \text{ yr}^{-1}$  e la massa dell'alone  $M_H$  in  $M_\odot$  per  $z = 4$  (rosso), 5 (rosa), 6 (arancione), 7 (azzurro), 8 (blu). Le linee continue sono quelle ottenute a partire dalla funzione di SFR intrinseco, le tratteggiate sono ottenute dalla funzione di SFR da dati UV corretti per la polvere; *A destra*: come a sinistra, ma la relazione è quella tra la massa stellare  $M_*$  in  $M_\odot$  e la massa dell'alone  $M_H$  in  $M_\odot$  - Mancuso et al. (2016a).

Lo scenario di coevoluzione *in-situ* apre ad una interpretazione alternativa del piano  $SFR - M_*$  e della sequenza principale delle galassie (che verrà approfondita nel capitolo 6), secondo cui gli *outliers*, ovvero gli oggetti che si trovano a sSFR maggiori di quelli di sequenza, noti tradizionalmente come galassie *starburst*, sono, in realtà sistemi giovani (si veda da Cunha et al. 2015, Ma et al. 2015b, Mancuso et al. 2016b), che evolvono verso masse stellari maggiori (in tempi proporzionali alla loro massa, crf. paragrafo 1.3) seguendo una traccia su cui lo SFR aumenta leggermente al crescere della massa stellare, finchè, il feedback da AGN (o da SNe, a seconda della massa iniziale) interrompe la formazione stellare: così le galassie, quasi del tutto prive di gas e polvere, vanno a collocarsi nella zona delle galassie *red and dead* (figura 1.6). Dunque, secondo questo scenario, le DSFG con  $SFR \gtrsim 100 M_\odot \text{ yr}^{-1}$  sono i progenitori delle galassie passive di grande massa ( $M_* \gtrsim 10^{11} M_\odot$ ) osservate nell'Universo locale, come è stato dimostrato da recenti analisi statistiche, indipendenti da modelli teorici, che hanno sfruttato l'equazione di continuità e la tecnica dell'*abundance matching* (e.g., Aversa et al. 2015, Mancuso et al. 2016 a e b). Le stesse analisi hanno mostrato che la maggior parte delle galassie star-forming viene osservata sulla *main-sequence* perchè essa è il luogo in cui è statisticamente più probabile osservare gli oggetti che formano stelle.

Infine, si vuole presentare un altro risultato di grande importanza astrofisica,

che riguarda la sequenza principale delle galassie. Numerose ricerche (e.g., Karim et al. 2011) hanno mostrato che lo sSFR medio delle galassie di sequenza principale diminuisce all'aumentare della massa stellare. Ciò significa che le galassie più massive evolvono più rapidamente e mostrano una fase di attiva formazione stellare di durata inferiore a quella delle galassie di minor massa (Brinchmann & Ellis, 2000). Questa evidenza si inserisce perfettamente nel quadro evolutivo del *downsizing* (si veda il paragrafo 1.3), introdotto da Cowie et al. (1996).

### 1.3 Storia di formazione stellare e downsizing

Ogni galassia ha una sua particolare storia di formazione stellare (Star Formation History, SFH). Essa descrive come cambia lo SFR nel tempo ed è fortemente connessa alla morfologia, al colore, alla luminosità e alla metallicità delle galassie. In generale, galassie di morfologia diversa hanno differenti SFH, in accordo con le loro proprietà spettro-fotometriche. Come mostrato in figura 1.12, la SFH delle

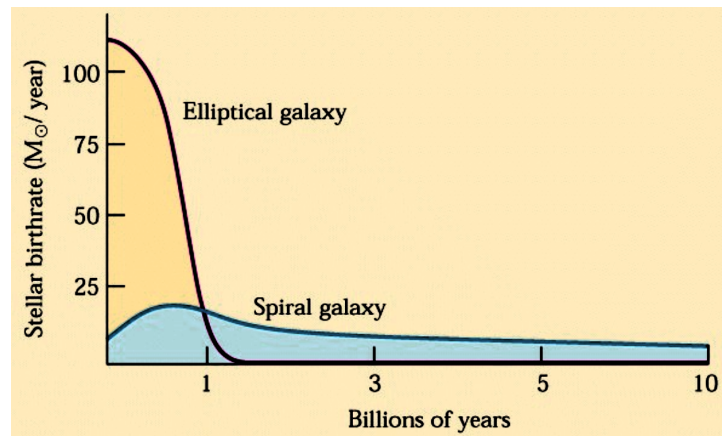


Figura 1.12: Andamento nel tempo del tasso di formazione stellare di galassie ellittiche e galassie spirali - [http://frigg.physastro.mnsu.edu/~eskridge/astr101/kauf26\\_33.JPG](http://frigg.physastro.mnsu.edu/~eskridge/astr101/kauf26_33.JPG).

galassie ellittiche è caratterizzata da un momento iniziale di intensa formazione stellare ( $SFR \gtrsim 100 M_{\odot} yr^{-1}$ ), di durata dell'ordine del  $Gyr$  (o minore per gli oggetti più massivi). Le galassie a spirale, invece, sono caratterizzate da una formazione stellare più prolungata e quasi costante nel tempo.

Nelle galassie ellittiche il processo di formazione stellare è interrotto dal feedback dovuto all'AGN centrale e/o alle esplosioni di Supernovae e ai venti stellari, sulla base della massa della galassia. Questi eventi di feedback negativo rimuovono gran parte del gas freddo e della polvere (che costituiscono il combustibile per la formazione di nuove stelle) dalle zone di formazione stellare, e li riscaldano, poichè

rilasciano energia termica nell'ambiente. Dopo l'interruzione della formazione stellare, queste galassie evolvono solo a seguito dell'invecchiamento delle popolazioni stellari presenti (evoluzione passiva). Per questo motivo esse sono caratterizzate da popolazioni stellari vecchie e da una struttura sostenuta quasi esclusivamente dalla dinamica stellare, e appaiono di colore rosso e di forma ellissoidale.

Viceversa, lo SFR delle galassie spirali ha un andamento pressochè costante nel tempo, come si vede in figura 1.12 (curva blu). La formazione stellare è prolungata (i tempi scala sono sempre maggiori del  $Gyr$ ) ed è caratterizzata da SFR che non superano le decine di  $M_{\odot} yr^{-1}$ . Le galassie spirali mostrano una struttura molto diversa da quella delle ellittiche: sono caratterizzate da un disco rotante e da bracci di forma spiraleggiante che costituiscono il sito principale di formazione stellare. Il loro colore è tendente al blu poichè sono costituite da popolazioni stellari di recente formazione. Tuttavia, il *bulge* delle galassie spirali è caratterizzato da un colore più rosso e da stelle più vecchie, perciò si pensa che la sua popolazione stellare abbia avuto una storia di formazione simile a quella delle galassie ellittiche (*bump* iniziale in figura 1.12).

In generale, le galassie spirali sono caratterizzate da SFH più estese e da SFR più bassi di quelli delle galassie ellittiche, se pensiamo di osservare queste ultime nella fase iniziale di forte formazione stellare. Questi andamenti riproducono le metallicità osservate nelle galassie locali: le galassie ellittiche mostrano in media un rapporto  $[\alpha/Fe]$  maggiore di quello delle galassie spirali. In particolare, per le galassie ellittiche di grande massa si osserva un rapporto  $[\alpha/Fe] > 0$  che indica il predominio delle stelle massive nell'inquinamento del gas interstellare delle galassie ellittiche. Tale evidenza pone un vincolo sulla durata del processo di formazione di queste galassie, che è indipendente dalla scelta della IMF. I modelli chimici mostrano che dopo un tempo scala dell'ordine di  $\sim 3 \times 10^8 yr$  il rapporto  $[\alpha/Fe]$  diventa negativo a causa dell'ingente immisione di ferro nel mezzo interstellare da parte delle SNe Ia. Di conseguenza, per avere un  $[\alpha/Fe] > 0$  una galassia ellittica deve essersi formata su tempi scala inferiori o confrontabili con  $3 \times 10^8 yr$  (Matteucci 1994).

La SFH di una galassia dipende anche dalla sua massa stellare. Per riprodurre le metallicità osservate di galassie ellittiche locali di massa diversa è necessario che gli oggetti più massivi formino stelle prima e più rapidamente di quanto non avvenga in quelli di massa più piccola (Matteucci 1994, Cowie et al. 1996, Heavens et al. 2004, Thomas et al. 2005). Questo fenomeno è noto come *archeological downsizing*. Esso emerge chiaramente dalle SFH delle galassie ellittiche ed S0 studiate da Thomas et al. (2005), che sono caratterizzate da un'estensione crescente al diminuire della massa del sistema considerato (figura 1.13, pannello in alto): le galassie massive ( $M_* \gtrsim 10^{10} M_{\odot}$ ) mostrano una formazione stellare precedente e più rapida, mentre quelle di piccola massa ( $M_* \lesssim 10^{10} M_{\odot}$ ) mostrano anche

episodi tardivi di formazione stellare, che possono estendersi fino a  $z \sim 1$ . Inoltre, c'è indicazione del fatto che, in ambienti più densi, le galassie formino stelle in

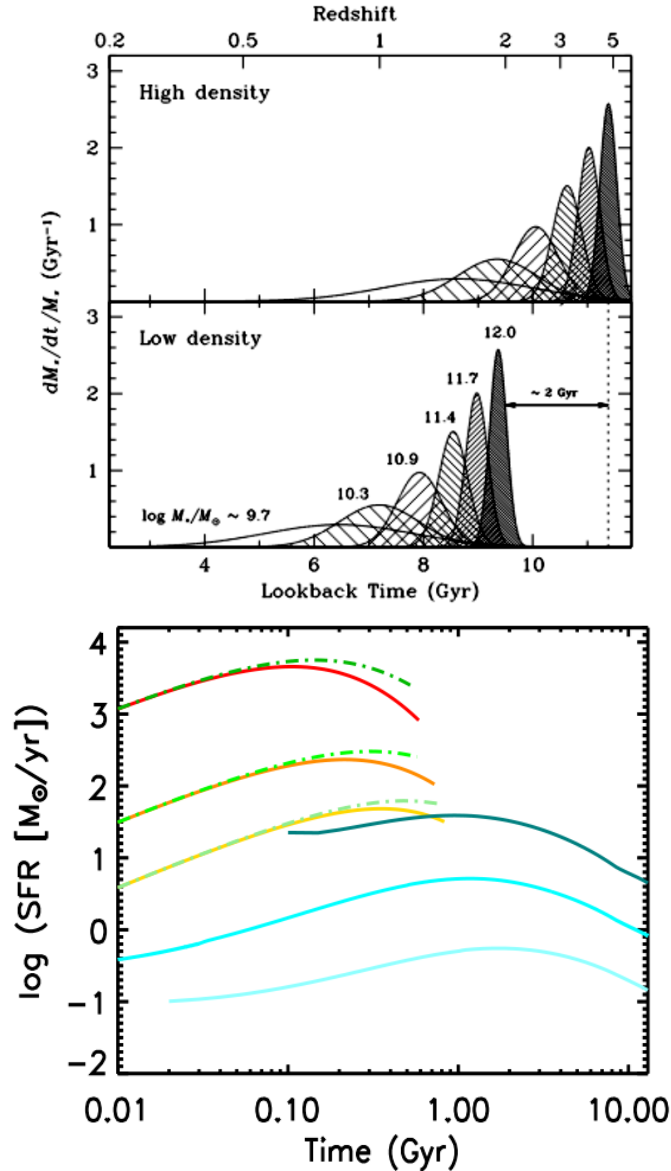


Figura 1.13: *Sopra*: SFH delle galassie ellittiche ed S0 (locali), studiate da Thomas et al. (2005), in funzione della dispersione di velocità delle galassie (massa stellare) e della densità dell'ambiente in cui si trovano - *Thomas et al. 2005*. *Sotto*: SFH di galassie ellittiche di massa diversa, rispettivamente  $3 \times 10^{10} M_\odot$  (giallo),  $10^{11} M_\odot$  (arancione) e  $10^{12} M_\odot$  (rosso), e SFH di una galassia spirale nana (azzurro chiaro), di una galassia spirale di massa intermedia (ciano) e di una *M101-like* (blu). Le linee continue sono state ottenute sotto l'assunzione della Salpeter IMF, mentre le tratteggiate sotto l'ipotesi di una top-heavy IMF - *Calura et al. 2016*.

tempi precedenti ( $2 < z < 5$ ) rispetto a quelle che si collocano in ambienti di minore densità ( $1 < z < 2$ ).

In figura 1.13 (pannello in basso) si riportano le SFH del modello di evoluzione chimica delle galassie di Calura et al. (2016), che verrà illustrato in maniera approfondita nel capitolo 6. Analogamente a quanto ottenuto da Thomas et al. (2005), tale modello predice il *downsizing* archeologico per riprodurre gli osservabili locali. Si noti come le linee blu (che rappresentano le SFH di spirali di diversa massa) si estendano molto più a lungo di quelle rosse (galassie ellittiche di diversa massa stellare).

Un'ulteriore manifestazione del *downsizing* consiste nel fatto che i siti di attiva formazione stellare si spostano da galassie di massa molto elevata, ad alti  $z$ , a sistemi di massa molto inferiore, nell'Universo locale (*downsizing in time*, Cowie et al. 1996). Questo significa che le galassie più massive evolvono più rapidamente e vivono eventi di formazione stellare più violenti, che si innescano prima e che terminano più velocemente. Il processo di formazione stellare in oggetti di piccola massa inizia in tempi più recenti ed ha tempi scala molto più lunghi. Perciò, al diminuire del redshift, la formazione stellare si osserva in galassie di massa sempre più piccola, mentre gli oggetti di grande massa hanno già esaurito il combustibile per formare nuove stelle. Questo risultato è stato ottenuto anche da Heavans et al. (2004), che hanno studiato le SFH di un campione di galassie preso dalla Sloan Digital Sky Survey (SDSS), nel momento in cui hanno diviso gli oggetti del campione in diversi bin sulla base della loro massa stellare: il redshift del picco di formazione stellare è una funzione monotona crescente della massa stellare osservata. Ciò spiega in maniera del tutto naturale il motivo per cui i sistemi star-forming più massivi, come le SMG, si osservano soprattutto ad alto redshift ( $z > 2$ ), e fornisce una chiara evidenza del fatto che le SMG possano essere considerate i progenitori delle galassie ellittiche massive dell'Universo locale.

Il *downsizing* sembra apparentemente opporsi allo scenario gerarchico proposto dal modello cosmologico Lambda Cold Dark Matter ( $\Lambda$ CDM) attualmente accettato, secondo cui le prime perturbazioni che virializzano sono quelle più piccole, e portano alla formazione dei primi aloni di materia oscura, mentre i più grandi si sarebbero formati successivamente, guidati dalla forza di gravità (scenario *bottom-up*). Oggi, in realtà, si ritiene che questi due aspetti evolutivi coesistano. I modelli  $\Lambda$ CDM prevedono che i progenitori delle galassie massive si siano formati in regioni di elevata densità, dove la formazione stellare ha avuto inizio in epoche precedenti. Ad epoche cosmologiche successive questi oggetti sono i primi ad aver esaurito il combustibile per la formazione stellare (*downsizing*) dando origine alle galassie ellittiche di grande massa che oggi osserviamo a basso redshift. Nelle zone di minore densità, secondo il modello  $\Lambda$ CDM, si sono formate le strutture meno massive,

dove la formazione stellare, che ancora oggi osserviamo, è iniziata in tempi più recenti.

Gli osservabili che i modelli semi-analitici, accoppiati al modello cosmologico  $\Lambda$ CDM, non riproducono accuratamente sono, per esempio, il numero di galassie brillanti di grande massa dell'Universo locale e quello degli oggetti di piccola massa (Moore et al. 1999, Klypin et al. 1999, Menci et al. 2012, Gruppioni et al. 2015). In entrambi i casi i modelli predicono un eccesso che può essere ridotto agendo sul feedback da AGN, per gli oggetti massivi, o sul feedback da SNe, per quelli meno massivi.

## 1.4 Scopo del lavoro di tesi

Il metodo che l'astrofisica moderna utilizza per indagare la formazione e l'evoluzione delle galassie si fonda sul confronto fra la storia di formazione stellare cosmica determinata in maniera empirica, sfruttando la sorprendente varietà di dati che oggi abbiamo a disposizione grazie alle *survey* multibanda (crf. il paragrafo 1.1), con le predizioni dei modelli teorici.

Uno studio accurato della SFH cosmica può far luce su alcune domande chiave riguardo la formazione e l'evoluzione delle galassie. Ad esempio, è possibile capire se esiste un'epoca tipica per la formazione stellare, quali sono le caratteristiche degli oggetti che dominano questo periodo e qual è la modalità principale con cui avviene la formazione di stelle. Inoltre, l'evidenza di una corrispondenza con la storia di accrescimento dei SMBH, va a confermare la coevoluzione dei buchi neri massivi e delle loro galassie ospiti (si veda la review di Madau & Dickinson, 2014). Numerose indicazioni sulla formazione stellare possono essere ottenute anche dallo studio dello sSFR e dell'evoluzione della *galaxy main-sequence*. Infine, importanti indizi si possono ottenere dallo studio delle relazioni tra alcune quantità fisiche strettamente connesse all'attività di formazione stellare delle galassie, quali la massa stellare  $M_*$ , la massa di gas  $M_{gas}$ , la massa di polvere  $M_d$ , lo SFR e la luminosità dell'AGN centrale. Questo è l'approccio usato, ad esempio, da Calura et al. (2016) e da Mancuso et al. (2016b). I primi, interpretano le relazioni tra le quantità osservate usando dei modelli di evoluzione chimica di proto-sferoidi e galassie a disco, e indagano l'evoluzione delle galassie star-forming, dell'Universo locale e remoto, mediante il rapporto  $M_d/M_*$ . I secondi, adottano un approccio indipendente dai modelli teorici per ricavare le funzioni di SFR, di massa stellare e di accrescimento dei BH centrali supermassivi (confermate dalle osservazioni) e, assunta, per queste quantità, una storia evolutiva in accordo con lo scenario di coevoluzione *in-situ*, investigano l'evoluzione delle galassie confrontando i risultati ottenuti con i dati (per maggiori spiegazioni si rimanda al capitolo 6).



Questo è il contesto generale in cui si inserisce il mio lavoro di tesi. In particolare, lo scopo è quello di porre dei vincoli sulla stima della massa di polvere  $M_d$ , della sua temperatura  $T_d$  e del tasso di formazione stellare, mediante lo studio dell'emissione nel lontano infrarosso di un campione di galassie ad alto redshift ( $0.7 < z < 3.9$ ,  $\langle z \rangle \simeq 2.3$ ) osservate recentemente (Yun et al. 2012, Targett et al. 2013, Dunlop et al. 2016) nel (sub-)millimetrico ( $\lambda_{obs} = 0.870, 1.1, 1.3 \text{ mm}$ ). Come verrà spiegato in maniera più approfondita nei prossimi capitoli, ad alti redshift le osservazioni nel (sub-)millimetrico sono di fondamentale importanza per vincolare l'emissione termica della polvere nella regione otticamente sottile, grazie anche alla forte correzione k negativa che caratterizza questa banda a  $z \gtrsim 2$ . Un buono studio dell'emissione FIR della polvere permette di determinare delle stime affidabili di  $M_d$  e dello SFR, e di indagare, così, l'attività di formazione stellare delle galassie. Una volta ottenuti i parametri fondamentali per la caratterizzazione della formazione stellare ( $M_d, M_*, SFR$ ), ci si propone di collocare le galassie studiate all'interno del contesto evolutivo emerso negli ultimi anni, che vede piccare l'attività di formazione stellare proprio nei bin di redshift centrali del campione. Inoltre, lo studio verrà approfondito integrando i dati derivati dall'emissione FIR delle galassie con quelli in banda X (Luo et al. 2016), che permettono di investigare la relazione che esiste tra la formazione stellare e l'attività del BH centrale.



## Capitolo 2

# La polvere interstellare

La polvere interstellare costituisce circa l'1% della massa totale del mezzo interstellare (Inter Stellar Medium, ISM) di una galassia spirale normale<sup>1</sup> (Li & Mann 2012) e rivela la sua presenza in ambiente astrofisico principalmente attraverso l'interazione con la radiazione elettromagnetica. Essa ha la capacità di diffondere e assorbire la radiazione ottico-UV delle stelle e degli AGN, per poi emetterla termicamente nell'infrarosso, partecipando all'emissione nel continuo IR delle galassie. È stato stimato che più del 30% dell'energia emessa nell'Universo come luce stel-



Figura 2.1: Galassia Andromeda (M31) vista dal satellite IR WISE ( $3 < \lambda/\mu m < 22$ ): in blu è riportata l'emissione delle stelle vecchie; in giallo e in rosso è rappresentata l'emissione infrarossa della polvere, riscaldata dalle stelle massive di recente formazione - [https://www.nasa.gov/mission\\_pages/WISE/multimedia/pia12832-c.html](https://www.nasa.gov/mission_pages/WISE/multimedia/pia12832-c.html).

---

<sup>1</sup>Questa frazione di massa cresce all'aumentare del redshift delle galassie (poichè l'ISM viene gradualmente consumato dalla formazione stellare durante l'evoluzione delle galassie) ed è molto più bassa ( $\sim 0.1\%$ ) per le galassie ellittiche.

lare viene assorbita e reirradiata dalla polvere (Bernstein et al. 2002). La polvere, dunque, si manifesta sottoforma di nubi scure nelle immagini ottiche, mentre risulta luminosa in quelle IR (figura 2.1).

L'assorbimento della polvere dipende fortemente dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente (“assorbimento differenziale”): esso è più efficiente nel blu, perciò la luce delle stelle che si trovano in un ambiente ricco di polvere appare significativamente arrossata e oscurata. I “globuli di Bok” sono nubi di polvere di densità talmente elevata da bloccare totalmente il passaggio della radiazione delle stelle retrostanti (figura 2.2). Un'altra evidenza della presenza di polvere è



Figura 2.2: Barnard 68, una delle più famose regioni di estinzione da polvere, nella costellazione di Ofiuco - <http://glossario.aa-cagliari.inaf.it/Polvere2.html>; Credit: FORS Team, 8.2-meter VLT Antu, ESO.

costituita delle cosiddette “nebulose di riflessione”, generate dallo *scattering* della luce stellare da parte di nubi di polvere che si trovano vicino ad una o più stelle molto brillanti. Lo *scattering* da polvere può essere osservato anche nella forma di luce galattica diffusa. L'effetto combinato di assorbimento e scattering prende il nome di “estinzione”. Inoltre, la polvere ha la capacità di polarizzare la radiazione elettromagnetica: spesso l'estinzione avviene in una direzione preferenziale, che dipende dalla geometria e dall'allineamento dei grani di polvere.

In astrofisica la polvere interstellare ha un ruolo molto importante. Essa favorisce la chimica del mezzo interstellare, dato che assorbe la radiazione UV responsabile della dissociazione delle molecole, e catalizza la formazione dell'idrogeno molecolare, poichè le reazioni chimiche che portano alla sua produzione sono molto

più efficienti se avvengono sulla superficie dei grani di polvere. In aggiunta, la polvere può modificare la struttura delle regioni HII e favorire il raffreddamento del gas, dando impulso alla formazione stellare. Infine, lo stretto legame che esiste tra polvere, luce stellare e formazione stellare, permette di utilizzare l'emissione nel continuo infrarosso della polvere, che può perfino dominare l'emissione infrarossa dell'intera galassia, per stimare il tasso di formazione stellare.

## 2.1 Estinzione

L'estinzione, come già detto, è un processo fisico di diffusione e assorbimento differenziale della luce, a opera della polvere interstellare. Di seguito si propone una trattazione del fenomeno, col fine di ricavarne le caratteristiche fondamentali. Per semplicità, si assume, inizialmente, che i grani di polvere siano piccole sfere di raggio  $a$ . Si consideri una stella che emette radiazione ad una certa lunghezza d'onda  $\lambda$  e si supponga che tra essa e l'osservatore sia interposta una nube di polvere interstellare di spessore  $L$ . L'attenuazione dell'intensità di radiazione proveniente dalla sorgente dipende dalla sua lunghezza d'onda e può essere quantificata dalla legge:

$$I_\lambda = I_\lambda(0) e^{-\tau_\lambda} \quad (2.1)$$

dove  $I_\lambda(0)$  è l'intensità della radiazione emessa dalla stella e  $I_\lambda$  è quella che l'osservatore riceve;  $\tau_\lambda = -\ln(I_\lambda/I_\lambda(0))$  è la profondità ottica della nube, e dà una misura di quanto essa è opaca alla radiazione.

Applicando la legge di Pogson:  $m_1 - m_2 = -2.5 \log(I_1/I_2)$ , è possibile ricavare l'estinzione in magnitudini alla lunghezza d'onda  $\lambda$  ( $A_\lambda$ ) in termini di  $\tau_\lambda$ :

$$\begin{aligned} A_\lambda [mag] &= -2.5 \log\left(\frac{I_\lambda}{I_\lambda(0)}\right) \\ &= \frac{2.5}{\ln 10} - \ln\left(\frac{I_\lambda}{I_\lambda(0)}\right) \\ &\approx 1.086 \tau_\lambda \end{aligned} \quad (2.2)$$

Ora, si consideri un cilindro infinitesimo di nube ( $dL$ , figura 2.3). Se la densità numerica dei grani di polvere è  $n_d$ , l'attenuazione infinitesima dovuta al passaggio della radiazione entro il cilindro è:

$$dI_\lambda = -I_\lambda n_d c_{ext} dL \quad (2.3)$$

dove  $c_{ext}$  (in  $cm^2$ ) rappresenta la sezione d'urto del processo di estinzione. Essa può essere espressa come il rapporto tra l'energia totale assorbita e diffusa, nell'unità di tempo, e l'energia incidente, per unità di area e di tempo. La sezione d'urto

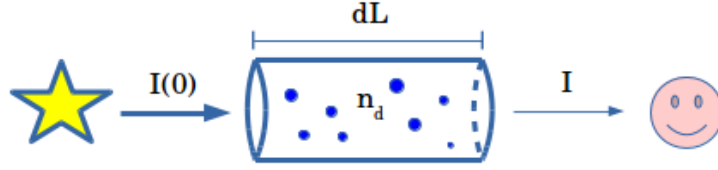


Figura 2.3: L'immagine mostra in maniera schematica come la radiazione proveniente da una sorgente (stella) giunga all'osservatore attenuata, a causa del passaggio attraverso una nube di polvere interstellare, con densità numerica di grani  $n_d$ . Il cilindro, di dimensione lineare  $dL$ , rappresenta un volume infinitesimo del mezzo che costituisce la nube di polvere. I grani di polvere sono rappresentati come cerchi blu di raggio diverso.

$c_{ext}$ , dunque, ha le dimensioni di un'area e rappresenta la frazione della radiazione incidente che viene effettivamente estinta. In generale, essa dipende dalla sezione d'urto geometrica ( $= \pi a^2$ , per grani sferici di raggio  $a$ ) e dalle proprietà chimico-fisiche dei grani di polvere.

Dalla (2.3), integrando sull'intero percorso della radiazione ( $L$ ), si ottiene:

$$\tau_\lambda = -\ln\left(\frac{I_\lambda}{I_\lambda(0)}\right) = \int_0^L -\frac{dI_\lambda}{I_\lambda} = \int_0^L (n_d c_{ext} dL) = N_d c_{ext}$$

dove  $N_d$  è la densità di colonna dei grani di polvere. Sostituendo questo risultato nella (2.2) si ha:

$$A_\lambda[mag] \approx 1.086 N_d c_{ext} \quad (2.4)$$

Di solito, si preferisce esprimere  $A_\lambda$  in termini del *fattore di efficienza di estinzione*,  $Q_{ext}$ . Quest'ultimo, è dato dal rapporto tra la sezione d'urto dell'estinzione e la sezione d'urto geometrica:

$$Q_{ext} = \frac{c_{ext}}{\pi a^2} \quad (2.5)$$

In tal modo, la (2.4) diventa:

$$A_\lambda[mag] \approx 1.086 \pi a^2 N_d Q_{ext} \quad (2.6)$$

Se, anzichè considerare grani di raggio uguale  $a$ , si descrive, più realisticamente, la loro dimensione mediante una distribuzione, tale che  $n(a)da$  sia il numero di grani lungo la linea di vista, con raggio compreso tra  $a$  e  $a + da$ , si ottiene:

$$A_\lambda[mag] \approx 1.086 \pi L \int_{a_{min}}^{a_{max}} a^2 Q_{ext}(a) n(a) da \quad (2.7)$$

Assunto un modello che descriva dimensioni, composizione e proprietà chimico-fisiche dei grani di polvere, il problema di valutare la dipendenza spettrale di

$A_\lambda$  equivale, in sostanza, a determinare la dipendenza dalla lunghezza d'onda del fattore di efficienza dell'estinzione  $Q_{ext}$ .

Poichè l'estinzione è l'effetto combinato di assorbimento e *scattering*,  $Q_{ext}$  si può esprimere come la somma dei fattori di efficienza di tali processi:  $Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{sca}$ . Questi possono essere espressi come funzioni di due parametri:  $m$  ed  $x$ . Il primo è detto "parametro di composizione" e rappresenta l'indice di rifrazione del materiale che costituisce i grani di polvere. Esso è un numero complesso, perciò può essere scritto nella forma  $m = n + ik$ , dove  $n$  e  $k$  sono dette "costanti ottiche". Il secondo è detto "parametro adimensionale". Esso è dato dal rapporto  $x = 2\pi a/\lambda$ , dunque si può dire che fornisca una misura della dimensione dei grani di polvere in termini di  $\lambda$ .

Mie e Debye, agli inizi del '900, svilupparono in maniera indipendente una teoria che fornisce la completa soluzione delle equazioni di Maxwell per la diffusione e l'assorbimento di onde elettromagnetiche da parte di particelle sferiche. Essa può essere applicata ai grani di polvere, se descritti come sfere omogenee con indice di rifrazione isotropo. Nel caso limite in cui  $x \ll 1$ , ovvero quando il raggio delle particelle è molto piccolo rispetto la lunghezza d'onda della radiazione incidente, i fattori di efficienza dei processi di *scattering* e assorbimento si possono esprimere nel modo seguente:

$$\begin{aligned} Q_{sca} &= \frac{8}{3} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \left( \frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4 \\ Q_{abs} &= 4Im \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \frac{2\pi a}{\lambda} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Per i materiali dielettrici si ha  $k = 0$  e l'indice di rifrazione è dato da  $m = n \approx c_1 + c_2\lambda^{-2}$ : essendo  $c_1 \gg c_2$ , la dipendenza da  $\lambda$  è molto debole. Per i metalli, materiali fortemente assorbenti e caratterizzati da un'elevata conducibilità elettrica, vale, invece,  $k \approx n$  e  $c_1 \sim c_2$ .

Per i ghiacci e i silicati che costituiscono la polvere vale  $k \leq 0.05$ . Se  $k \ll 1$  il rapporto  $(m^2 - 1/m^2 + 2)$  dipende debolmente da  $\lambda$  e la (2.8) diventa:

$$\begin{aligned} Q_{sca} &\propto \lambda^{-4} \\ Q_{abs} &\propto \lambda^{-1} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Perciò, se  $x \ll 1$ , il processo dominante, a parità di  $\lambda$ , è l'assorbimento.

$Q_{abs}$  e  $Q_{sca}$  possono essere calcolati sotto l'assunzione di un modello qualsiasi che descriva i grani di polvere. I risultati vengono poi confrontati con le osservazioni, e i valori di  $n$  e  $k$  possono essere modificati in modo tale da ottenere quelli che riproducono al meglio l'estinzione osservata. In generale, l'effetto dell'estinzione è diverso per ogni linea di vista, poichè esso cambia in base alle particolari caratteristiche dei grani, alla quantità di polvere e alla lunghezza d'onda della

radiazione. La *curva di estinzione* quantifica la dipendenza dell’attenuazione dalla lunghezza d’onda  $\lambda$ . Spesso, essa viene espressa in termini dell’estinzione in banda V:  $A_\lambda/A_V$ ; oppure in termini dell’eccesso di colore<sup>2</sup>:  $E(\lambda - V)/E(B - V)$ , dove  $E(\lambda - V) = A_\lambda - A_V$ . Un parametro che viene utilizzato spesso per quantificare la pendenza della curva di estinzione nell’ottico è il rapporto  $R_V = A_V/E(B - V)$ , noto come *optical total-to-selective extinction ratio* (Voshchinnikov, 2012).

La tecnica più usata per determinare la curva di estinzione dalle osservazioni è il *pair method* (Draine, 2003). Essa consiste nel confronto di due stelle di stesso tipo spettrale e medesima classe di luminosità ma con diverso arrossamento, con lo scopo di determinare la loro differenza di colore. Il *pair method* è stato usato per misurare la curva di estinzione della Via Lattea lungo numerose linee di vista (Draine, 2003). Un altro metodo molto diffuso è quello che sfrutta il rapporto dei flussi delle righe della serie di Balmer.

Come mostrato in figura 2.4, la curva di estinzione galattica emerge a lunghezze d’onda tipiche del vicino IR e della banda ottica, dove ha un andamento tipo legge di potenza; attorno a  $\lambda \simeq 2175 \text{ \AA}$  ( $\lambda^{-1} \simeq 4.6 \mu\text{m}^{-1}$ ) si osserva un’importante *feature* di assorbimento, nota come “*bump* a 2175  $\text{\AA}$ ”, seguita da una crescita ripida che prosegue fino a lunghezze d’onda del lontano UV ( $\lambda^{-1} \simeq 10 \mu\text{m}^{-1}$ ). Questo particolare andamento suggerisce l’esistenza di (almeno) due popolazioni di grani di polvere: una, con  $a \geq \lambda/2\pi \simeq 0.1 \mu\text{m}$ , responsabile dell’estinzione nell’ottico e nel vicino IR; l’altra costituita da grani di dimensioni molto inferiori ( $a \leq \lambda/2\pi \simeq 0.016 \mu\text{m}$ ), a cui si deve l’estinzione nel lontano UV.

La curva di estinzione della Galassia può essere rappresentata da una formula analitica che dipende solo dal parametro libero  $R_V$  (Cardelli et al. 1989). I valori di  $R_V$ , ottenuti da osservazioni effettuate lungo diverse linee di vista, quantificano la variazione della curva di estinzione in relazione alla densità dell’ambiente (figura 2.4). A regioni di bassa densità corrispondono un  $R_V$  minore, un assorbimento a 2175  $\text{\AA}$  più forte e una crescita più ripida nel lontano UV; a regioni di elevata densità corrispondono gli andamenti opposti. Ciò significa che le zone meno dense sono caratterizzate da grani di piccole dimensioni, mentre le zone di alta densità ospitano, in prevalenza, la famiglia di grani di dimensioni maggiori. Dunque, lo studio delle *features* caratteristiche delle curve di estinzione è un buono strumento per comprendere la natura chimico-fisica dei grani di polvere. La curva di estinzione media della Galassia è caratterizzata da un  $R_V \simeq 3.1$  (in figura 2.4 è rappresentata dalla linea nera continua).

Determinare le curve di estinzione di altre galassie è molto interessante dal punto di vista astrofisico, poichè permetterebbe di correggere le osservazioni per l’estinzione da polvere e di conoscere in maniera più approfondita la natura dei

---

<sup>2</sup> $E(B - V)$  è definito come la differenza tra il colore apparente  $(B - V)_{app}$  ed il colore intrinseco  $(B - V)_{intr}$  di una sorgente ed è una quantità sempre positiva.



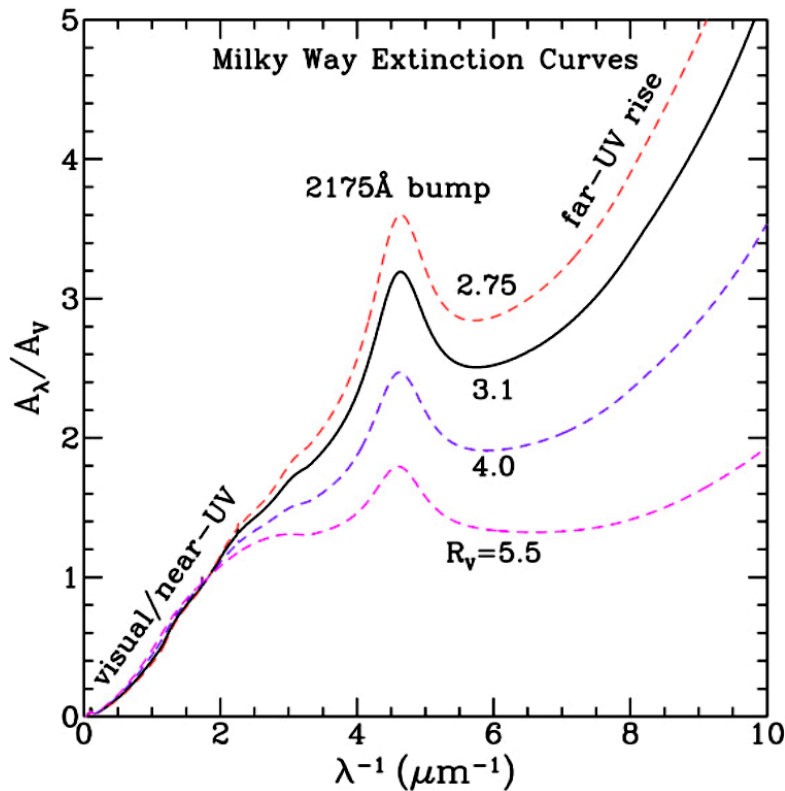


Figura 2.4: Curve di estinzione della Via Lattea ottenute da osservazioni lungo diverse linee di vista ( $R_V = 2.75, 3.1, 4.0, 5.5$ ). Come mostrato dai diversi valori di  $R_V$ , si può notare una notevole variazione regionale della curva di estinzione galattica - <https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept07/Li2/Li2.html>.

grani. Tuttavia, è stato possibile studiare in dettaglio solo le curve di estinzione delle galassie più vicine a noi (come le Nubi di Magellano, figura 2.5). È interessante notare (figura 2.5) che il *bump* a  $2175 \text{ \AA}$ , dovuto ai grani di grafite, è presente nella maggior parte delle curve di estinzione (non lo è in quella della Piccola Nube di Magellano); esso è sempre molto prominente e caratterizzato da un profilo abbastanza uniforme. Allora, gli assorbitori a  $2175 \text{ \AA}$  devono essere molto abbondanti e sufficientemente robusti da sopravvivere in una grande varietà di ambienti interstellari.

Dato che la curva di estinzione è strettamente legata alle caratteristiche chimico-fisiche dei grani di polvere, è possibile costruire dei modelli di estinzione assumendo un certo valore per l'indice di rifrazione  $m(\lambda)$  (che dipende dalle caratteristiche del materiale di cui i grani di polvere sono fatti) e una distribuzione  $n(a) \propto a^{-\beta}$  (con  $a_{min} < a < a_{max}$ ) che descriva le dimensioni dei grani. Dal confronto tra i modelli e le curve di estinzione osservate si possono dedurre la composizione chimica e le

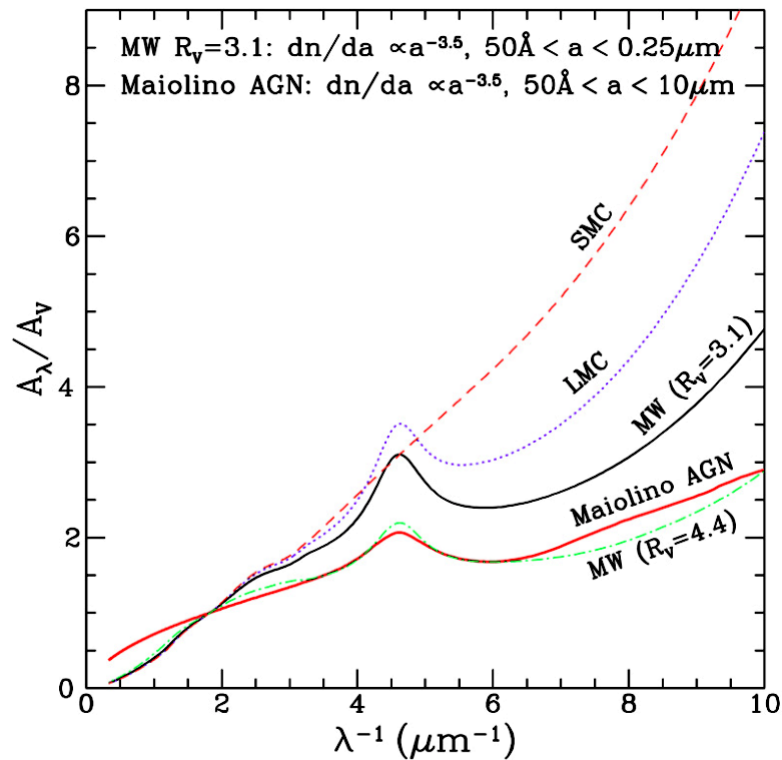


Figura 2.5: Il grafico mostra la curva di estinzione media della Galassia (linea nera continua) e quelle delle Nubi di Magellano (linea rossa tratteggiata per la Piccola Nube di Magellano e blu puntinata per la Grande Nube di Magellano). In rosso si vede la curva di estinzione per AGN, ottenuta assumendo una distribuzione  $a(n)$  con andamento uguale a quello della curva di estinzione media della Galassia - <https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept07/Li2/Li2.html>.

dimensioni fisiche dei grani di polvere.

## 2.2 Dimensioni e composizione

La polvere interstellare è costituita da grani di polvere, di dimensioni minori o uguali al micrometro, e da loro aggregati. Queste particelle sono di forma irregolare e presentano delle porosità più o meno compatte (figura 2.6). La composizione, la dimensione e le altre proprietà dei grani di polvere dipendono dal luogo in cui essi si trovano. Ad esempio, i grani delle nubi dense di gas e polvere presentano un mantello di ghiaccio sulla loro superficie e, in media, sono più grandi delle particelle del mezzo interstellare diffuso. Le particelle di polvere di dimensione maggiore sono quelle del mezzo interplanetario.

In generale, i grani sono costituiti da un nucleo di materiale roccioso ricoperto da materiale refrattario. Quest'ultimo, di natura organica o metallica (Dwek 1998),

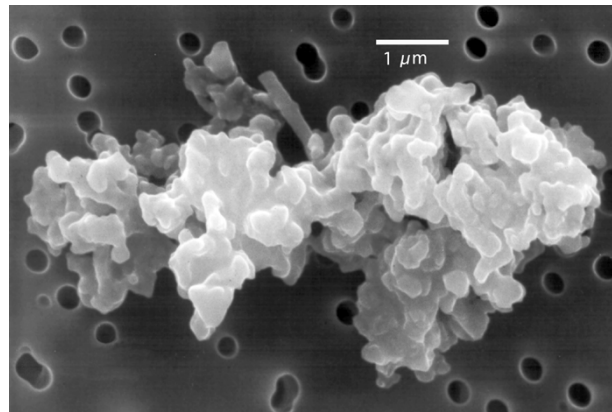


Figura 2.6: Scan al microscopio elettronico di una particella di polvere interplanetaria, che mostra una composizione di condrite porosa - <http://glossario.aa-cagliari.inaf.it/Polvere2.html>.

ha la caratteristica di mantenere la sua struttura anche ad elevate temperature, poichè difficilmente reagisce col materiale con cui entra in contatto. La figura 2.7 mostra in maniera schematica la struttura dei grani di polvere. Sulla base

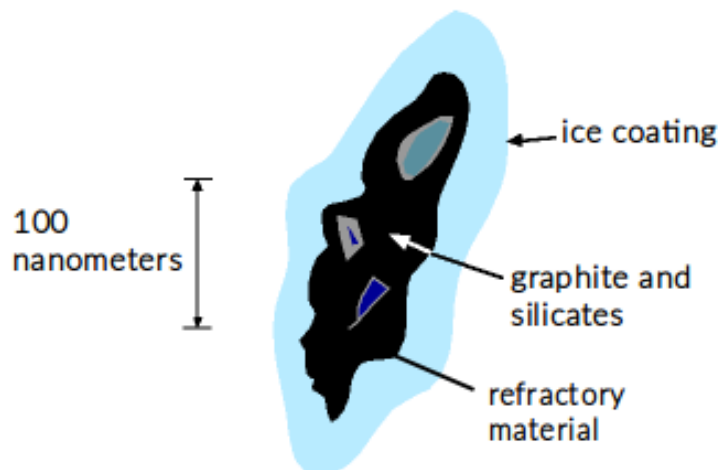


Figura 2.7: Lo schema mostra la struttura e la composizione di un tipico grano di polvere - <http://www.astronomynotes.com/ismnotes/s2.htm>.

delle osservazioni, è possibile dedurre i costituenti chimici del nucleo roccioso della polvere (Draine 2003). I principali sono i silicati, di cui almeno il 95% amorfi (Li & Draine 2002). Se cristallini, i silicati sono ricchi di magnesio. Tuttavia, la loro composizione resta tuttora alquanto incerta (Draine 2003, Draine & Li 2007). Un'altra costituente fondamentale è quella dei materiali carbonacei, quali

diamante, grafite, carbonio amorfo, PAH<sup>3</sup> e idrocarburi alifatici (figura 2.8). Tra le componenti minori vi sono il carburo di silicio (SiC), trovato nelle meteoriti (il suo contributo alla massa di polvere è <5%) e i carbonati, quali calcite e dolomite (<1%).

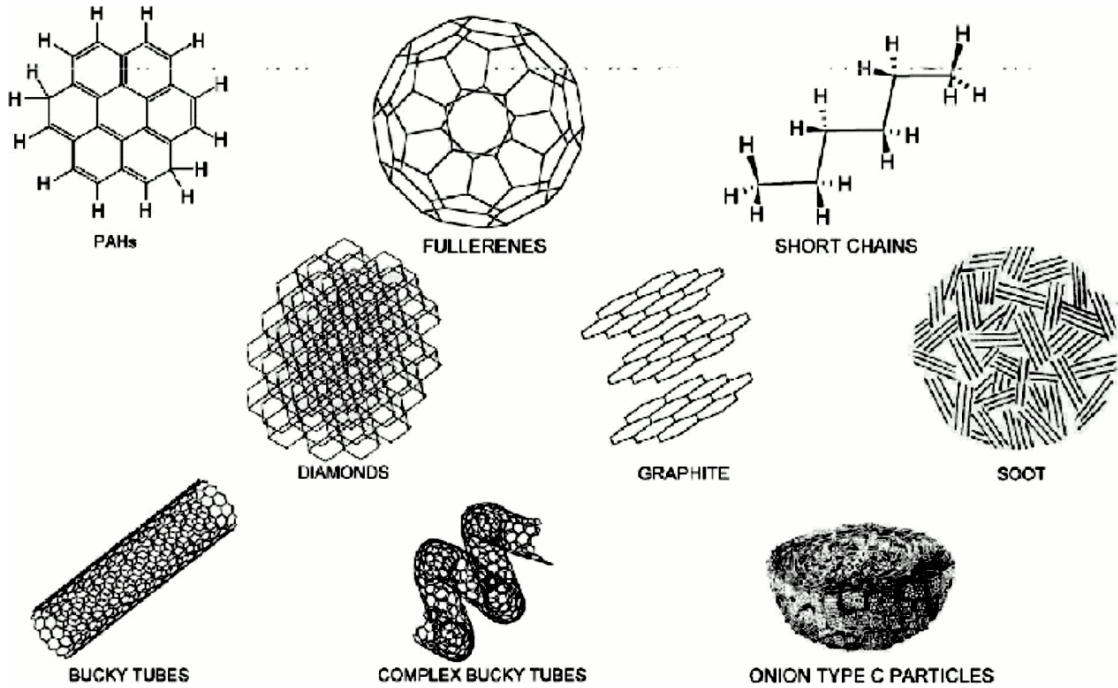


Figura 2.8: Esempi di diversi tipi di materiali carbonacei presenti nel mezzo interstellare e nel Sistema Solare - *van Dishoeck, 2008*.

È possibile individuare tre popolazioni di grani di polvere che differiscono per dimensione e costituente principale (Draine 2003). Tra quelli con dimensioni minori di  $0.01 \mu\text{m}$  si possono distinguere i grani costituiti prevalentemente da silicati, associati all'estinzione nel lontano UV, e quelli formati da materiali carbonacei (principalmente grafite), responsabili del *bump* a  $2175 \text{ \AA}$ . Invece, i grani di dimensioni maggiori di  $0.1 \mu\text{m}$  sono associati all'estinzione nel vicino IR e nel visibile. Come si vede in figura 2.9, i loro contributi combinati descrivono in maniera molto buona la curva di estinzione totale, se si assume che le loro dimensioni siano descritte dal cosiddetto *MNR dust model*, proposto da Mathis, Rumpl e Nordsieck nel 1977. Esso descrive le dimensioni dei grani mediante la seguente distribuzione

<sup>3</sup>Polycyclic Aromatic Hydrocarbon, sono idrocarburi costituiti da due o più anelli di benzene fusi fra loro in un'unica struttura generalmente planare. Possono contenere impurità, perlopiù costituite da atomi di ossigeno.

a legge di potenza:

$$\frac{dn_{grain}}{da} = A n_H a^{-3.5} \quad (2.10)$$

dove  $n_{grain}$  è la densità numerica dei grani di polvere;  $A$  è una costante;  $n_H$  è la densità numerica di idrogeno atomico;  $a$  rappresenta il raggio dei grani di polvere. Si assume che  $a$  possa variare entro l'intervallo definito da  $a_{min} = 0.005 \mu m$  e  $a_{max} = 0.25 \mu m$ .

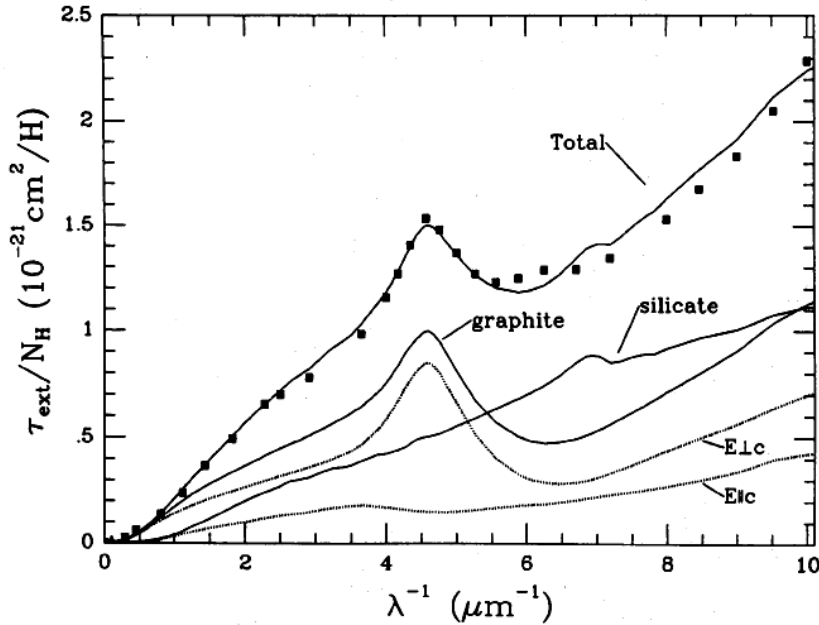


Figura 2.9: Il grafico mostra i contributi dei grani di grafite e di silicati alla curva di estinzione totale. La linea nera continua più in alto mostra il fit ottenuto assumendo il modello proposto da Mathis, Rumpl e Nordsieck (1977) per descrivere le dimensioni dei grani - *Draine & Lee, 1984*.

Infine, eventuali *feature* di assorbimento spettrale possono fornire molte informazioni riguardo la natura e la composizione dei grani di polvere: le righe di assorbimento nel medio IR ( $9.7 \mu m$  e  $18 \mu m$ ), osservate nella polvere interstellare per valori di  $A_V$  elevati, sono state attribuite alle transizioni Si-O (*stretching mode*) e O-Si-O (*bending mode*) dei silicati (Roche 2007).

## 2.3 Emissione

I grani di polvere scambiano energia con l'ambiente mediante i processi di assorbimento della radiazione ottico-UV e di emissione termica nell'infrarosso. Essi raggiungono uno stato fisico stabile quando emettono una potenza uguale a quella che hanno assorbito, ad una certa temperatura  $T_d$ , che dipende dalla dimensione

e dalla composizione chimica dei grani. Tale situazione di equilibrio termico è descritta dalla seguente condizione (Greenberg & Lee, 1997):

$$\int_{\lambda} \pi a^2 Q_{abs,\lambda}(a) 4\pi I_{*,\lambda} d\lambda = \int_{\lambda} \pi a^2 Q_{em,\lambda}(a) 4\pi B_{bb,\lambda}(T_d(a)) d\lambda \quad (2.11)$$

dove  $a$  è la dimensione dei grani;  $I_{*,\lambda}$  è l'intensità del campo di radiazione stellare in cui i grani sono immersi;  $B_{bb,\lambda}(T_d(a)) = \frac{2hc^2/\lambda^5}{\exp(hc/\lambda k T_d(a))-1}$  è la funzione di Planck per grani di temperatura  $T_d(a)$ , con  $k \approx 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg } K^{-1}$  (costante di Boltzmann),  $h \approx 6.63 \times 10^{-27} \text{ erg } s$  (costante di Planck) e  $c \approx 3 \times 10^{10} \text{ cm } s^{-1}$  (velocità della luce nel vuoto);  $Q_{abs,\lambda}$  e  $Q_{em,\lambda}$  sono, rispettivamente, l'efficienza con cui la radiazione interstellare viene assorbita e l'efficienza con cui l'energia termica dei grani viene emessa.

Di seguito si vuole trovare una espressione per  $Q_{abs,\lambda}$  e  $Q_{em,\lambda}$  applicando l'equazione del trasporto radiativo all'emissione termica della polvere interstellare. L'equazione del trasporto radiativo descrive come l'intensità di una sorgente viene modificata durante il tragitto tra la sorgente e l'osservatore:

$$\frac{dI_{\lambda}}{dl} = -\mu_{\lambda} I_{\lambda} + j_{\lambda} \quad (2.12)$$

dove  $I_{\lambda}$  è l'intensità del campo di radiazione;  $\mu_{\lambda} [cm^{-1}]$  è il coefficiente di assorbimento e rappresenta la perdita di intensità del fascio  $I_{\lambda}$  nel momento in cui esso percorre un tratto  $dl$ ;  $j_{\lambda} [erg \text{ cm}^{-4} s^{-1} \text{ st}^{-1}]$  è il coefficiente di emissione, definito come l'energia emessa dalla sorgente per unità di tempo, di volume e di angolo solido, nel tratto  $dl$ . Dunque, quando un fascio di radiazione attraversa un mezzo, la sua intensità non si mantiene costante, ma viene modificata dai processi di emissione e di assorbimento, quantificati dai coefficienti  $j_{\lambda}$  e  $\mu_{\lambda}$ . La variazione d'intensità  $dI_{\lambda}$ , su un tratto  $dl$ , dipende dalla frazione che viene assorbita e da quella che viene emessa. Definita la funzione sorgente come  $S_{\lambda} = j_{\lambda}/\mu_{\lambda}$ , la (2.12) diventa:

$$\frac{dI_{\lambda}}{dl} = -\mu_{\lambda} I_{\lambda} + \mu_{\lambda} S_{\lambda}$$

Integrando lungo la linea di vista, su un percorso di lunghezza  $L$ , si ottiene:

$$I_{\lambda}(L) = I_{\lambda}(0)e^{-\mu_{\lambda}L} + S_{\lambda} \left(1 - e^{-\mu_{\lambda}L}\right) \quad (2.13)$$

In condizioni di equilibrio termico tra materia e radiazione,  $S_{\lambda}$  coincide con la funzione di Planck  $B_{bb,\lambda}(T)$ , allora:

$$I_{\lambda}(L) = I_{\lambda}(0)e^{-\mu_{\lambda}L} + B_{bb,\lambda}(T) \left(1 - e^{-\mu_{\lambda}L}\right) \quad (2.14)$$

Separando, all'uscita dalla nube, il contributo del campo stellare e quello della polvere, si ottiene:

$$I_{*,\lambda}(L) = I_{*,\lambda}(0) e^{-\mu_\lambda L} \quad (2.15)$$

$$I_{d,\lambda}(L) = B_{bb,\lambda}(T_d) \left(1 - e^{-\mu_\lambda L}\right) \quad (2.16)$$

dove  $L$  è lo spessore della nube di polvere. La prima equazione rappresenta l'intensità della radiazione stellare uscente dalla nube, mentre la seconda descrive l'intensità osservata dell'emissione termica della polvere interstellare. Nel primo caso, si assume che la sorgente si trovi al di fuori della nube, per cui  $S_\lambda = 0$  e la (2.13) si riduce alla (2.15). Nel secondo caso, vale  $I_\lambda(0) = 0$ , così la (2.14) si trasforma nella (2.16). Manipolando algebricamente la (2.15) e definita la profondità ottica della nube come  $\tau_\lambda = \mu_\lambda L$ , si ha:

$$I_{*,\lambda}(0) - I_{*,\lambda}(L) = I_{*,\lambda}(0) \left(1 - e^{-\tau_\lambda}\right) \quad (2.17)$$

$$I_{d,\lambda}(L) = B_{bb,\lambda}(T_d) \left(1 - e^{-\tau_\lambda}\right) \quad (2.18)$$

La prima equazione rappresenta la frazione d'intensità della radiazione interstellare assorbita dalla nube e la seconda l'intensità dell'emissione termica della polvere. Confrontando questo risultato con gli integrandi della (2.11) si ha:

$$Q_{abs,\lambda} = Q_{em,\lambda} = \left(1 - e^{-\tau_\lambda}\right) \quad (2.19)$$

Dunque, i grani di polvere non sono degli assorbitori perfetti: se così fosse,  $Q_{abs,\lambda}$  sarebbe uguale ad 1 e la loro brillantezza si ridurrebbe a quella di corpo nero, descritta dalla funzione di Planck. Per questo motivo, l'emissione della polvere interstellare, descritta dalla (2.18), è detta di corpo nero "modificato" o di "corpo grigio". Inoltre, l'emissività dei grani dipende fortemente dalla lunghezza d'onda. Difatti, esplicitando la dipendenza della profondità ottica da  $\lambda$ , si ha  $\tau_\lambda = (\lambda/\lambda_0)^{-\beta}$ , dove il valore dell'indice di emissività  $\beta > 0$  cambia in base alle caratteristiche chimico-fisiche dei grani: per metalli e materiali cristallini si ha  $\beta = 2$ ; per materiali amorfi, invece, vale  $\beta = 1$ . Ovviamente,  $\beta$  può assumere anche valori intermedi, dato che, in generale, i grani di polvere sono costituiti da una miscela di questi elementi, in proporzioni variabili.

Inoltre, il valore assunto da  $\tau_\lambda$  definisce due diversi regimi. Se  $\tau_\lambda \gg 1$ , la nube di polvere è fortemente opaca alla radiazione termica dei grani e si parla di regime *otticamente spesso*. In questo caso la (2.18) si riduce allo spettro di corpo nero. Viceversa, se  $\tau_\lambda \ll 1$ , la nube di polvere lascia passare la maggior parte della radiazione e si parla di regime *otticamente sottile*. Allora la (2.18) diventa:

$$\begin{aligned} I_{d,\lambda}(L) &= B_{bb,\lambda}(T_d) \tau_\lambda \\ &= B_{bb,\lambda}(T_d) \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-\beta} \end{aligned} \quad (2.20)$$

e la (2.19) si riduce alla seguente espressione:

$$Q_{abs,\lambda} = Q_{em,\lambda} = \tau_\lambda = \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-\beta} \quad (2.21)$$

dove  $\lambda_0$  è tale che per  $\lambda > \lambda_0$  vale il regime otticamente sottile. In questo caso, è possibile ricavare una stima affidabile della massa di polvere  $M_d$ , a partire dalla misura della sua emissione termica. Il metodo per stimare  $M_d$  e la sua importanza astrofisica saranno trattati nel paragrafo 2.6.

Imponendo la condizione di equilibrio termico (2.11) è possibile ricavare la temperatura  $T_d$  dei grani di polvere (Greenberg & Lee, 1997). Esiste una relazione, analoga alla legge di Wien per il corpo nero, che lega la lunghezza d'onda di picco dell'emissione termica della polvere (in  $\mu m$ ) alla temperatura di equilibrio dei grani

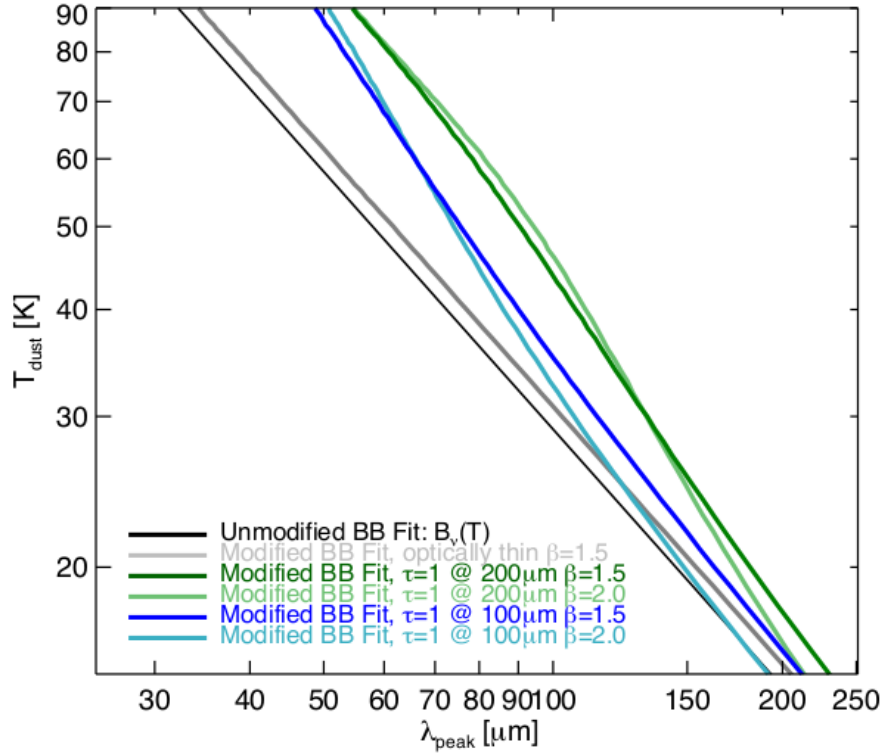


Figura 2.10: Relazione tra la lunghezza di picco dell'emissione termica IR ( $\lambda_{peak}$ ) e la temperatura misurata della polvere ( $T_{dust}$ ). In nero è rappresentata la legge di Wien del corpo nero; in grigio la relazione ottenuta per il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (fissato  $\beta = 1.5$ ); in verde scuro e verde chiaro sono rappresentate quelle ottenute per il corpo grigio non approssimato con  $\tau = 1$  per  $\lambda = 200 \mu m$  e  $\beta = 1.5 - 2$ , rispettivamente; in blu e azzurro quelle ottenute assumendo  $\tau = 1$  per  $\lambda = 150 \mu m$  e  $\beta = 1.5 - 2$ , rispettivamente. - Casey et al. 2014.



(in K):

$$\lambda_{peak} \approx 3000 \frac{5}{p+5} \frac{1}{T_d} \quad (2.22)$$

dove  $p$  è un parametro, il cui valore varia sulla base delle dimensioni e delle caratteristiche chimico-fisiche dei grani. Per la polvere interstellare vale  $1 < p < 2$ , allora dalla (2.22) si ottiene:

$$2100 \frac{1}{T_d} \lesssim \lambda_{peak} \lesssim 3000 \frac{1}{T_d} \quad (2.23)$$

Dato che  $T_d$  varia tra i 20 e i 100 K, ci si aspetta che il picco dell'emissione cada nel lontano infrarosso. In figura 2.10, si mostra l'andamento di tale relazione ottenuto sotto l'assunzione di 6 diversi modelli di SED (Casey et al. 2014).

Oltre all'emissione termica nell'infrarosso, lo spettro della polvere interstellare presenta forti righe di emissione (figura 2.12) che cadono nel medio IR, a lunghezze d'onda comprese tra 3 e 40  $\mu m$ . Esse sono prodotte principalmente dai PAH (si

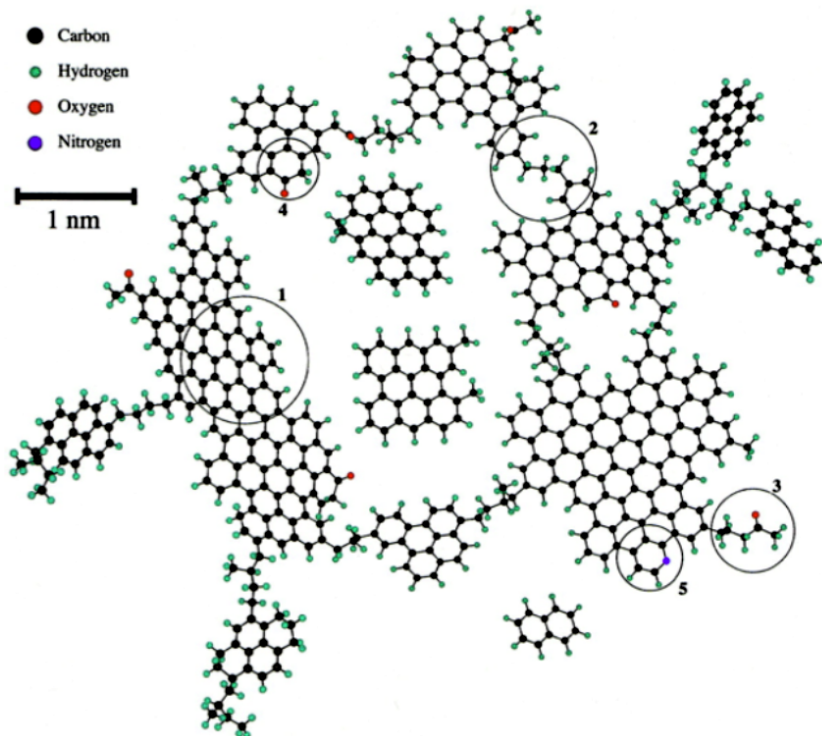


Figura 2.11: Struttura proposta da Pendleton & Allamandola (2002) per i PAH del mezzo interstellare diffuso. Un tipico grano di polvere di materiale carbonaceo ( $a \sim 0.1 \mu m$ ) dovrebbe contenere circa 104 di questi frammenti. - van Dishoeck, 2008.

veda il paragrafo 2.2), riscaldati dai fotoni UV stellari. Le bande più intense sono state misurate a  $\lambda = 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 \mu m$ . Esse corrispondono alle transizioni vibrazionali di C-H o C-C negli anelli di benzene che costituiscono la struttura degli idrocarburi aromatici policiclici (figura 2.11). Questi ultimi hanno un'abbondanza  $n_{PAH}/n_H \sim 2 \times 10^{-7}$  e si pensa siano stati necessari per l'evoluzione della vita nei suoi stadi primordiali. Circa l'1% del carbonio è presente sottoforma di PAH. Inoltre, esiste una correlazione lineare tra la luminosità delle righe dei PAH e quella dei principali indicatori di formazione stellare (Calzetti 2011). Questa evidenza rende l'emissione dei PAH un affidabile stimatore dello SFR.

Come mostrato in figura 2.12, le righe dei PAH a  $3.3 - 11.3 \mu m$  contribuiscono a circa il 20% dell'emissione IR totale della polvere. La *nanodust*, costituita da grani di temperatura dell'ordine del centinaio di Kelvin e di dimensioni comprese tra  $5 \times 10^{-4}$  e  $5 \times 10^{-3} \mu m$ , emette nel vicino e medio infrarosso ( $\lambda \leq 60 \mu m$ ) e dà un contributo maggiore del 35%. Essa può contribuire sia all'emissione nel continuo sia a quella in riga. La popolazione di grani di dimensioni  $\geq 0.01 \mu m$  e temperatura  $T_d \simeq 10 - 20$  K emette termicamente (nel continuo) a  $\lambda \geq 60 \mu m$  e contribuisce a circa il 65% dell'emissione totale (Draine 2003).

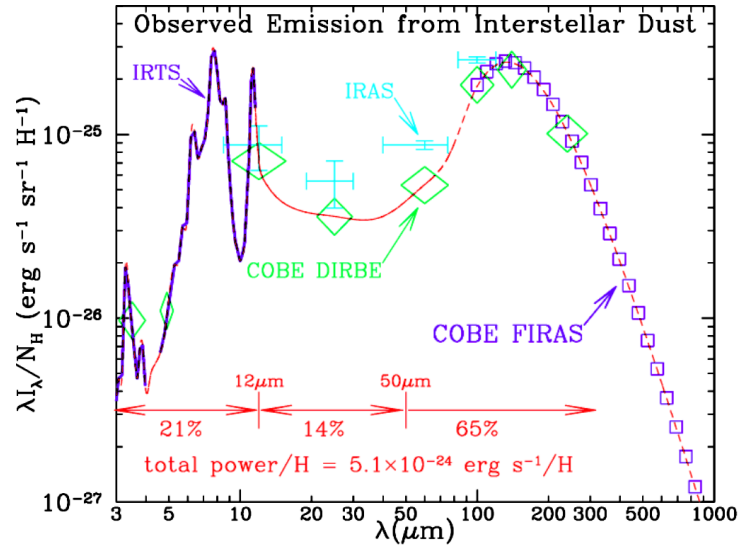


Figura 2.12: Emissione diffusa della polvere interstellare osservata da diversi satelliti: *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS), *Infrared Telescope in Space* (IRTS), *Spitzer Space Telescope* (Spitzer), *Cosmic Background Explorer* (COBE) con i suoi *Far Infrared Absolute Spectrophotometer* (FIRAS) e *Diffuse Infrared Background Experiment* (DIRBE). L'emissione IR totale, normalizzata alla densità di colonna dell'idrogeno  $N_H$ , è  $\simeq 5.1 \times 10^{-24} \text{ erg s}^{-1} \text{ H}^{-1}$ . Le croci rappresentano i dati IRAS (Boulanger & Perault 1988), i rombi quelli COBE-DIRBE (Arendt et al. 1998) e la curva in blu quelli IRTS (Onaka et al. 1996, Tanaka et al. 1996) - Li & Mann, 2012.

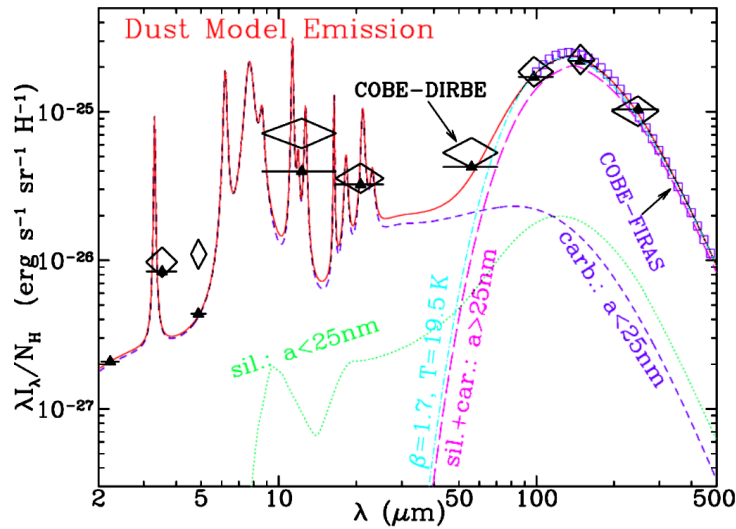


Figura 2.13: Confronto tra il modello per la polvere interstellare e l'emissione osservata dal mezzo interstellare diffuso. I dati e le abbreviazioni sono gli stessi della figura 2.12 - *Li & Mann, 2012*.

La figura 2.13 mette a confronto l'emissione osservata della polvere interstellare con tre modelli (Li & Draine, 2001) che riproducono: l'emissione dei grani con  $a < 0.25 \mu\text{m}$  (*nanodust*), differenziando il contributo di quelli costituiti da silicati (verde chiaro) e da materiali carbonacei (blu); e l'emissione dei grani di grafite e silicati con  $a > 0.25 \mu\text{m}$  (magenta) che emerge nel lontano infrarosso. L'emissione termica nel FIR a  $\lambda > 100 \mu\text{m}$  è stata riprodotta da un fit di corpo grigio con  $I_\lambda \propto \lambda^{-\beta} B_{bb}(\lambda, T)$  (azzurro chiaro) e i seguenti valori di best fit per i due parametri liberi:  $\beta = 1.7$  e  $T = 19.5 \text{ K}$ . L'accordo tra dati e modelli è quasi perfetto.

## 2.4 Formazione e distruzione

I grani di polvere si formano grazie ad un processo che prende il nome di “nucleazione”, il quale diminuisce notevolmente il tempo necessario affinché i costituenti fondamentali dei grani si aggregino, per poi formare delle strutture macroscopiche ( $\lesssim 1 \mu\text{m}$ ). Il tempo scala caratteristico di questo processo può variare tra pochi Myr a qualche Gyr (Calura et al. 2016). La nucleazione è guidata da particolari transizioni di fase che producono delle disomogeneità in ambienti ricchi di gas, e consiste nell'aggregazione di molecole (in un sistema diventato abbastanza freddo perchè ciò possa avvenire) che, crescendo, porteranno alla formazione dei grani di polvere. La nucleazione e la crescita dei grani avvengono negli *outflow* stellari, in particolare in quelli delle stelle rosse giganti e supergiganti, e negli *ejecta* di Novae

e Supernovae. L'ingente quantità di materia immessa nel mezzo interstellare si raffredda rapidamente e diventa un luogo adatto per la formazione della polvere. Una volta che le particelle si sono formate, esse sono immesse nel mezzo interstellare dalla pressione di radiazione delle stelle. Eventuali onde d'urto, prodotte dalle esplosioni di SNe, possono aumentare localmente la densità di gas e polvere (nubi molecolari), dando impulso alla formazione stellare (per una review, si veda Dwek & Cherchneff 2010). Questo scenario è rappresentato in maniera schematica in figura 2.14.

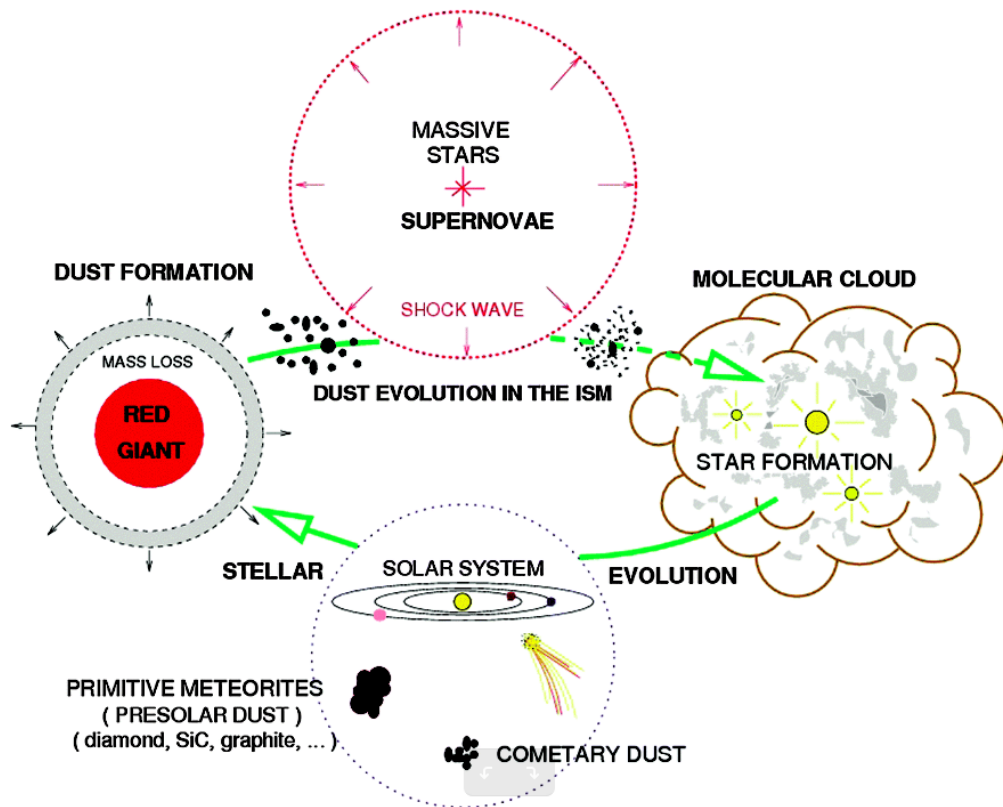


Figura 2.14: Ciclo della polvere interstellare - Bromley et al. 2014.

Esistono tre processi principali responsabili della distruzione dei grani di polvere (collisioni ad alta velocità, *sputtering*, sublimazione), che avvengono principalmente negli shock di SNe. La distruzione dei grani avviene su tempi scala dell'ordine del  $Gyr$ , nelle galassie simili alla Via Lattea, e  $\lesssim 10^7 yr$  nelle galassie star-forming ad alto  $z$  che mostrano  $SFR \sim 100 - 1000 M_{\odot} yr^{-1}$  (e.g., Slavin 2014). I grani di dimensioni maggiori vengono distrutti dalle collisioni con altri grani accelerati a grandi velocità dalle onde d'urto delle SNe, il mantello di ghiaccio evapora quando la temperatura del mezzo interstellare aumenta dalle decine al

centinaio di K (sublimazione), e il materiale refrattario viene distrutto dall'urto con gli atomi di alta energia nei *supernova shock* (*sputtering*).

Tuttavia, la comprensione dei processi fisici coinvolti nella formazione e nella distruzione della polvere interstellare resta, ad oggi, un problema aperto (e.g., Dwek & Cherchneff 2011, Dwek et al. 2015, Mancini et al. 2015, Wesson et al. 2015).

## 2.5 Stima del tasso di formazione stellare

Come già accennato, una frazione significativa della luminosità bolometrica di una galassia star-forming è assorbita dalla polvere interstellare e riemessa termicamente nell'infrarosso. L'assorbimento della polvere è molto efficiente nell'ottico-UV, dunque la sua emissione può essere, almeno in principio, un tracciante sensibile delle popolazioni stellari di recente formazione e un buon stimatore dello SFR.

Nel caso in cui l'emissione infrarossa sia dovuta principalmente all'estinzione della radiazione UV delle stelle di recente formazione, vale la seguente conversione (Kennicutt, 1998):

$$SFR [M_{\odot} yr^{-1}] = 4.5 \times 10^{-44} L_{IR} [erg s^{-1} Hz^{-1}] \quad (2.24)$$

dove  $L_{IR}$  si riferisce alla luminosità infrarossa integrata sull'intervallo di lunghezze d'onda  $8 \leq \lambda/\mu m \leq 1000$ . Le altre calibrazioni presenti in letteratura variano da questa al massimo del 30%.

Tuttavia, se l'opacità della polvere nelle regioni di formazione stellare non è sufficientemente grande, una porzione significativa della radiazione ultravioletta delle stelle può emergere e lo SFR derivato dalla luminosità IR è solo una frazione di quello totale. In questo caso, è necessario sommare gli SFR ottenuti dall'emissione IR e da quella UV, non corretta per l'estinzione, in modo tale da ricavare lo SFR totale:

$$SFR [M_{\odot} yr^{-1}] = SFR_{UV} + SFR_{IR} \quad (2.25)$$

dove  $SFR_{UV} [M_{\odot} yr^{-1}] = 1.4 \times 10^{-28} L(1500\text{\AA}) [erg s^{-1} Hz^{-1}]$  (Kennicutt, 1998), mentre lo  $SFR_{IR}$  è dato dalla (2.24).

L'affidabilità della stima dello SFR ottenuta soltanto dalla luminosità IR delle galassie (2.24), dipende anche dall'effettivo contributo delle stelle di recente formazione al processo di riscaldamento della polvere. In generale, l'emissione infrarossa delle galassie comprende il contributo di una componente *calda* della polvere ( $\lambda_{picco} \simeq 60 \mu m$ ), associata alle zone di attiva formazione stellare, e quello di una componente *fredda* ( $\lambda_{picco} > 100 \mu m$ ) ed estesa, probabilmente riscaldata dal campo di radiazione interstellare diffuso. Se nelle galassie blu domina, per entrambe le componenti, il contributo delle stelle di recente formazione, nelle galassie

rosse, caratterizzate da un continuo stellare che cala drasticamente nell'UV, il contributo delle popolazioni stellari più vecchie può essere molto importante. Inoltre, la presenza di un AGN può produrre una intensa emissione nell'UV e, riscaldando la polvere presente nel toro circumnucleare, contribuire all'emissione infrarossa. Questi sono fattori che possono portare ad una stima errata del tasso di formazione stellare.

Infine, la conversione (2.24), ottenuta assumendo la funzione di massa iniziale di Salpeter ( $0.1 - 100 M_{\odot}$ ), è molto sensibile alla scelta della IMF. Di conseguenza, è importante essere consistenti nel momento in cui si vanno a confrontare i risultati ottenuti per diverse sorgenti o con diversi stimatori. L'emissione delle galassie nel continuo infrarosso, infatti, non è l'unico tracciante della formazione stellare. Lo SFR può essere stimato a partire da dati in continuo o in riga in diverse bande dello spettro elettromagnetico. I metodi più usati sfruttano direttamente l'emissione nel continuo ottico-UV (corretta per l'estinzione della polvere) delle stelle di recente formazione, e l'intensità delle righe di emissione dovute alla ricombinazione del gas caldo nelle regioni HII (come  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $P\alpha$ ). La stima del tasso di formazione stellare può essere effettuata anche in maniera indiretta, a partire da osservabili, quali la luminosità radio, la luminosità X, la luminosità di righe proibite (come [OII]), e quella dell'emissione in riga dei PAH, che correlano linearmente con il continuo infrarosso e UV. Per una spiegazione più dettagliata di tali calibratori si vedano Kennicutt (1999), Ranalli et al. (2003) e Madau & Dickinson (2014).

## 2.6 Stima della massa di polvere

Come già sottolineato nei paragrafi precedenti, la polvere interstellare è strettamente connessa alla formazione stellare. Le nubi giganti molecolari, ricche di polvere e gas freddo, sono il sito principale di formazione di stelle, e l'emissione della polvere, quella in riga dovuta prevalentemente ai PAH, ma soprattutto quella termica nel lontano infrarosso, viene utilizzata come tracciante dello SFR. Di conseguenza, conoscere la massa di polvere presente all'interno di una galassia star-forming può dare informazioni molto importanti riguardo l'attività di formazione stellare, può fornire uno strumento per stimare la quantità di gas freddo presente nelle galassie (Lutz 2014) noto (o assunto) il rapporto *dust-to-gas*, e può essere utilizzata per investigare l'evoluzione chimica delle galassie star-forming (Calura et al. 2016).

Di seguito, la massa di polvere viene ricavata a partire dalla legge di Kirchoff dell'equilibrio termodinamico tra radiazione e materia, la quale pone le condizioni fisiche dell'emissione IR della polvere.

Si consideri un oggetto posto entro un campo di radiazione di frequenza  $\nu$  che si trova in una condizione di equilibrio termico con l'ambiente. La legge di Kirchoff

afferma che il rapporto tra l'emissività specifica<sup>4</sup>  $J_\nu$  della sostanza di cui è costituito l'oggetto e il suo coefficiente di assorbimento  $\mu_\nu$  è uguale alla funzione di Planck  $B_{bb,\nu}$ , che descrive la brillantezza di corpo nero e che dipende solamente dalla frequenza  $\nu$  e dalla temperatura di equilibrio  $T$ :

$$\frac{J_\nu}{4\pi \mu_\nu} = B_{bb,\nu}(T) \quad (2.26)$$

dove  $B_{bb,\nu}(T) = \frac{2h\nu^3/c^2}{\exp(h\nu/kT)-1}$  è la brillantezza di corpo nero, mentre  $k \approx 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$ ,  $h \approx 6.63 \times 10^{-27} \text{ erg s}$  e  $c \approx 3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$  sono rispettivamente la costante di Boltzmann, la costante di Planck e la velocità della luce nel vuoto.

Ora, supponiamo di avere una nube di polvere che emette radiazione termica nell'infrarosso. Dall'equazione del trasporto radiativo (2.13) si può ricavare l'intensità osservata in termini dell'emissività specifica  $J_\nu$ , del coefficiente di assorbimento  $\mu_\nu$  e dello spessore ottico della nube  $\tau_\nu$ . Sotto l'assunzione di regime otticamente sottile ( $\tau_\nu \ll 1$ ), si ottiene:

$$I_{obs,\nu} = \frac{J_\nu L}{4\pi} \quad (2.27)$$

ricordando che  $\tau_\nu = \mu_\nu L$ , dove  $L$  è lo spessore della nube, e che  $J_\nu = 4\pi j_\nu$ .

Per definizione, l'intensità di radiazione coincide con la luminosità emessa per unità di angolo solido e di superficie emittente ( $\Sigma$ ). Allora, se l'emissione è isotropa, si ha:

$$I_{obs,\nu} = \frac{L_\nu}{4\pi \Sigma} \quad (2.28)$$

Combinando insieme le (2.26), (2.27), (2.28) si può ottenere la seguente espressione per la luminosità monocromatica  $L_\nu$ :

$$\begin{aligned} L_\nu &= 4\pi \Sigma I_{obs,\nu} \\ &= 4\pi \Sigma \frac{J_\nu L}{4\pi} \\ &= J_\nu V \\ &= 4\pi \mu_\nu B_{bb,\nu}(T_d) V \\ &= 4\pi \mu_\nu B_{bb,\nu}(T_d) \frac{M_d}{\rho_d} \\ &= 4\pi k_\nu B_{bb,\nu}(T_d) M_d \end{aligned} \quad (2.29)$$

dove  $V$ ,  $T_d$ ,  $M_d$  e  $\rho_d$  sono rispettivamente il volume, la temperatura, la massa totale e la densità della nube di polvere;  $k_\nu$  è il coefficiente di assorbimento per

<sup>4</sup>Per definizione l'emissività specifica è l'energia irradiata per unità di volume a una certa frequenza  $\nu$  e vale  $J_\nu = 4\pi j_\nu$ .

unità di massa, definito come il rapporto tra il coefficiente di assorbimento  $\mu_\nu$  e la densità  $\rho_d$ . La relazione così ottenuta lega la luminosità  $L_\nu$  alla massa di polvere  $M_d$ . Ora, sapendo che il flusso misurato è  $S_\nu = L_\nu/4\pi D^2$ , dove  $D$  è la distanza tra l'osservatore e la sorgente, dalla (2.29) si ricava:

$$S_\nu = \frac{k_\nu B_{bb,\nu}(T_d) M_d}{D^2}$$

da cui, risolvendo per la massa di polvere, si ha:

$$M_d = \frac{S_\nu D^2}{k_\nu B_{bb,\nu}(T_d)} \quad (2.30)$$

Tuttavia, la (2.30) non è corretta, poichè il nostro è un universo in espansione e la distanza  $D$  cambia nel tempo. In cosmologia, la distanza che entra nella relazione tra flusso e luminosità è detta “distanza di luminosità” e vale  $D_l = D(1+z)$ , dove  $z$  è il redshift della sorgente. Poichè vale la relazione  $1+z = \lambda_{obs}/\lambda_{em} = \nu_{em}/\nu_{obs}$ , esso quantifica lo spostamento verso il rosso della radiazione emessa dagli oggetti astrofisici, che appaiono allontanarsi da noi a causa dell'espansione dell'Universo. In generale, la distribuzione spettrale di energia (Spectral Energy Distribution, SED) osservata di una galassia a redshift  $z$  risulta spostata verso il rosso rispetto quella *rest frame*. Questo ha un effetto sull'energia dei fotoni  $h\nu$ , sulla larghezza della banda  $d\nu$  e sull'unità di tempo  $dt$ . In particolare, l'energia osservata dei fotoni risulta ridotta di un fattore  $1+z$  e lo stesso avviene per  $d\nu$ , mentre l'unità di tempo è amplificata dello stesso fattore. Dato che il flusso è un'energia per unità di tempo, frequenza e superficie, tenendo conto di quanto detto e del fatto che  $D = D_l/(1+z)$ , la relazione tra flusso e luminosità può essere riscritta come di seguito (Hogg 2000):

$$S_{\nu/(1+z)} = (1+z) \frac{L_\nu}{L_{\nu/(1+z)}} \frac{L_{\nu/(1+z)}}{4\pi D_l^2} \quad (2.31)$$

dove  $S_{\nu/(1+z)}$  è il flusso osservato ad una certa frequenza  $\nu/(1+z)$ , mentre  $L_\nu$  è la luminosità *rest-frame* alla frequenza  $\nu$ . Tale relazione prende il nome di “correzione-k”. Sostituendo questo risultato nella (2.29) e risolvendo per la massa di polvere  $M_d$  si ottiene:

$$M_d = \frac{S_{\nu/(1+z)} D_l^2}{(1+z) k_\nu B_{bb,\nu}(T_d)} \quad (2.32)$$

La relazione (2.32) verrà applicata al flusso osservato delle galassie in esame in questo lavoro di tesi per ottenere la massa di polvere di ognuna, dopo aver studiato in dettaglio la loro emissione IR e dato una buona stima della temperatura di equilibrio della polvere.



# Capitolo 3

## Metodo

### 3.1 Le funzioni di fit

In questo paragrafo si vogliono illustrare e caratterizzare le funzioni utilizzate per il fit dell'emissione FIR delle galassie del campione.

Come spiegato nel capitolo 2, la polvere interstellare, riscaldata dalla radiazione UV delle stelle, emette termicamente nel lontano infrarosso e si comporta come un corpo nero modificato (corpo grigio), poichè la sua capacità di assorbire e riemettere energia non è efficiente al 100%. Soltanto nel caso in cui i grani di polvere assorbissero e reirradiassero tutta la potenza incidente emessa dalle stelle, il loro comportamento potrebbe essere assimilato a quello di un corpo nero.

Il flusso monocromatico osservato è uguale all'intensità dell'emissione termica della polvere (data dalla formula 2.16) a meno di una costante, dovuta al fatto che il flusso è una luminosità per unità di superficie, mentre l'intensità luminosa è definita per unità di superficie e di angolo solido. Di conseguenza, detta  $\nu$  la frequenza *rest frame* e  $\nu_{obs} = \nu/(1+z)$  quella osservata, si può scrivere:

$$S(\nu_{obs}) = N B_{BB}(\nu, T_d) (1 - e^{-\tau(\nu)}) \quad (3.1)$$

dove  $B_{BB}(\nu, T_d)$  è la brillantezza di corpo nero, calcolata in corrispondenza della temperatura di equilibrio della polvere  $T_d$ , ed  $N$  è un fattore di normalizzazione, che permette di tener conto delle diverse unità di misura di flusso e brillantezza, il cui valore dipende dalla massa di polvere. Si ricordi (paragrafo 2.3), inoltre, che la profondità ottica  $\tau(\nu)$  può essere espressa in termini dell'indice di emissività  $\beta$  e della frequenza  $\nu_0$  per cui la polvere diventa otticamente spessa:

$$\tau(\nu) = \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta \quad (3.2)$$

Ora, si può facilmente osservare che il valore della funzione (3.1) dipende essenzialmente da quello di tre parametri: la normalizzazione  $N$ , la temperatura

della polvere  $T_d$  e l'esponente  $\beta$  che rientra nella definizione di profondità ottica (3.2). Nel momento in cui la (3.1) viene utilizzata per fittare dei dati fotometrici, come in questo caso, si può decidere se fissare uno (o più) di questi parametri, a un certo valore, o se lasciarli liberi di variare, ed ottenere, così, i valori di *best fit*, ossia quelli con cui la funzione (3.1) riproduce al meglio le osservazioni. La scelta di congelare a priori alcuni parametri dipende principalmente dal numero di dati disponibili. Visto che, come vedremo in seguito, le sorgenti analizzate hanno pochi dati fotometrici nel FIR (per  $24 < \lambda_{rest}/\mu m < 1000$  si hanno minimo 2 osservazioni fotometriche e massimo 6, si veda il capitolo 5), si è proceduto fissando  $\beta$  ad un valore largamente accettato in letteratura ( $\beta = 2$ ). Tale approccio segue il lavoro di Gilli et al. (2014), i quali, col fine di ottenere la temperatura e la massa di polvere di una galassia ultraluminosa nell'infrarosso a  $z = 4.75$ , hanno fittato la SED del lontano infrarosso con una funzione di corpo nero modificato, del tipo (3.1), fissando l'indice di emissività  $\beta$  ad un valore pari a 2<sup>1</sup> e assumendo  $\nu_0 = 1.5 THz$  ( $\lambda_0 = c\nu_0 = 200 \mu m$ ). Così facendo, è possibile ricavare immediatamente, dal fit, la temperatura della polvere interstellare, fondamentale per la caratterizzazione della sua emissione e per la stima della sua massa (2.32).

Il largo impiego in letteratura dell'approssimazione otticamente sottile per lo studio della polvere interstellare, ha fatto nascere la necessità di investigare la misura in cui il valore dei parametri di *best fit*, in particolare quello della  $T_d$ , cambia sotto questa approssimazione. Per tale motivo, si è cercato di riprodurre i dati FIR fotometrici delle galassie del campione anche attraverso la funzione di corpo nero modificata per  $\tau \ll 1$ :

$$\begin{aligned} S(\nu_{obs}) &= N B_{BB}(\nu, T_d) \tau(\nu) \\ &= N B_{BB}(\nu, T_d) \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta \end{aligned} \quad (3.3)$$

Come per la (3.1), si assume  $\nu_0 = 1.5 THz$  e si fissa  $\beta = 2$ .

Per effettuare il fit delle SED degli oggetti del campione si sono implementate due funzioni numeriche tali da riprodurre la (3.1) e la (3.3), usando il linguaggio di programmazione IDL (*Interactive Data Language*). Le figure 3.1 e 3.2 riportano le funzioni numeriche di corpo nero, corpo grigio e corpo grigio in approssimazione otticamente sottile a temperature di 30 K e 70 K, rispettivamente.

Come ci si aspetta, indipendentemente dalla temperatura, si vede che in regime otticamente spesso, ossia per  $\tau \gg 1$  ( $\lambda \ll 200 \mu m$ ), la funzione di corpo grigio (in verde) tende a quella di corpo nero (in nero). Viceversa, in regime otticamente sottile, quindi per  $\tau \ll 1$  e  $\lambda \gg 200 \mu m$ , la funzione di corpo grigio coincide con la sua approssimazione (in rosso). Inoltre, in entrambi i grafici (3.1 e 3.2), si può

<sup>1</sup>Lo stesso suggeriscono Draine & Lee (1984), almeno nel caso della polvere interstellare, costituita perlopiù da silicati e grafite.

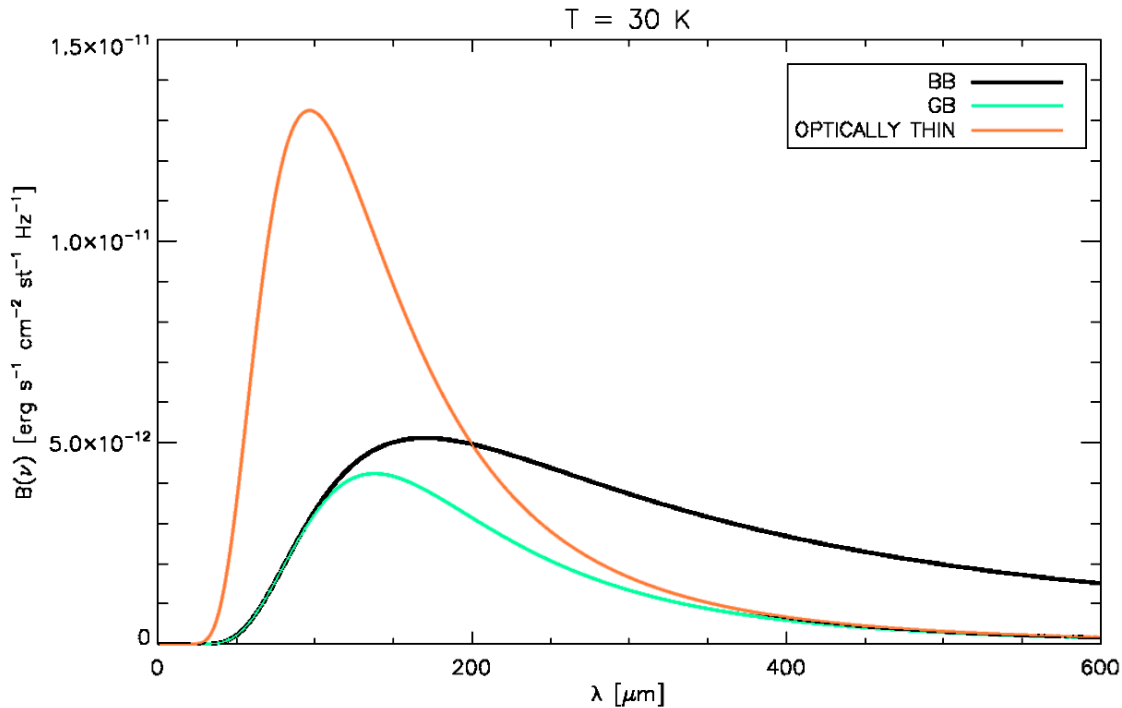


Figura 3.1: Andamento della brillantezza di corpo nero (BB, nero), corpo grigio (GB, verde) e corpo grigio con  $\tau(\nu) \ll 1$  (optically thin, rosso), fissata la temperatura a 30 K.

vedere come il corpo grigio resti sempre al di sotto del corpo nero, a causa del fattore di attenuazione  $1 - \exp(-\tau(\nu))$  (3.1, rhs). Infine, per  $\tau = 1$  ( $\lambda = 200 \mu m$ ), la curva di corpo nero e quella di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile coincidono, come ci si aspetta dalla (3.3, rhs), mentre per  $\tau > 1$  ( $\lambda < 200 \mu m$ ) quest'ultima è caratterizzata da valori di brillantezza più alti.

Ora, passiamo a considerare l'andamento delle funzioni con la temperatura. Come ci si aspetta, all'aumentare della temperatura, il picco della funzione di corpo nero si sposta verso lunghezze d'onda più piccole e verso brillanze maggiori. Per  $T = 30 K$ ,  $\lambda_{peak} \sim 175 \mu m$  mentre per  $T = 70 K$  si ha  $\lambda_{peak} \sim 75 \mu m$  e  $B(\nu_{peak}, 70 K)$  è maggiore di circa 1 dex rispetto  $B(\nu_{peak}, 30 K)$ . Inoltre, si vede che, al crescere della temperatura, l'andamento della funzione di corpo grigio assomiglia sempre più a quello della funzione di corpo nero. Questo particolare comportamento si può spiegare attraverso un'attenta analisi matematica della (3.1, rhs). Innanzitutto, si noti che essa dipende dalla temperatura solo attraverso la funzione di corpo nero, poichè la profondità ottica è funzione soltanto della frequenza. Di conseguenza, per rendere chiaro l'effetto, andiamo a esplicitare

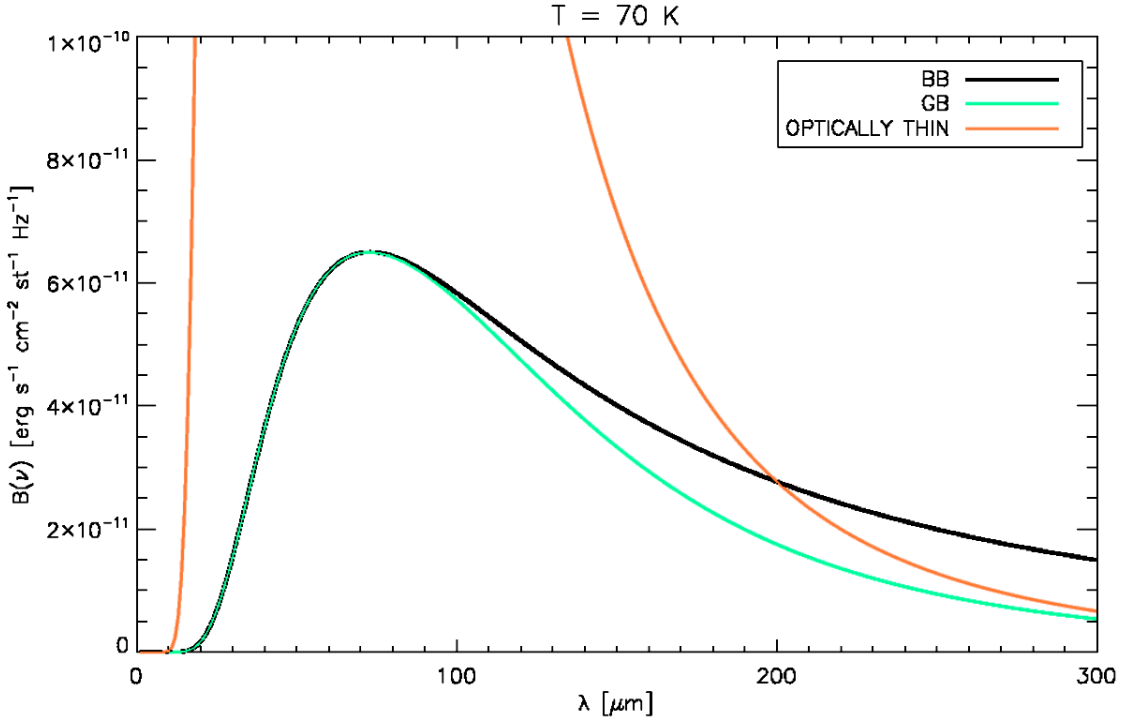


Figura 3.2: Andamento della brillantezza di corpo nero (BB, nero), corpo grigio (GB, verde) e corpo grigio con  $\tau(\nu) \ll 1$  (optically thin, rosso), fissata la temperatura a 70 K. Il picco della brillantezza di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile è fuori scala e cade a  $\lambda \sim 45 \mu\text{m}$  con  $B(\nu) \sim 9 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ st}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ .

la funzione di corpo nero e ad isolare la parte dipendente dalla temperatura:

$$\begin{aligned}
 B_{BB}(\nu, T) &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \\
 &= \text{cost} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Il comportamento del corpo grigio (3.1, rhs) al variare della temperatura è guidato dall'esponenziale presente al denominatore della (3.4). Fissata la frequenza  $\nu$ , l'argomento dell'esponenziale  $h\nu/kT$  diminuisce al crescere di  $T$ , allora  $\exp(h\nu/kT) \rightarrow 1$  e  $(\exp(h\nu/kT) - 1) \rightarrow 0$ . Di conseguenza il valore di  $B_{BB}(\nu, T)$  aumenta nella misura in cui  $(\exp(h\nu/kT) - 1)$  diminuisce, e contrasta l'attenuazione dovuta al fattore  $(1 - \exp(-\tau(\nu)))$ . Il risultato è quello di avere una curva di corpo grigio che si avvicina sempre più a quella di corpo nero per temperature crescenti.

Infine, si vogliono fare alcune considerazioni riguardo il reciproco andamento della funzione di corpo nero modificato e di quella in approssimazione otticamente

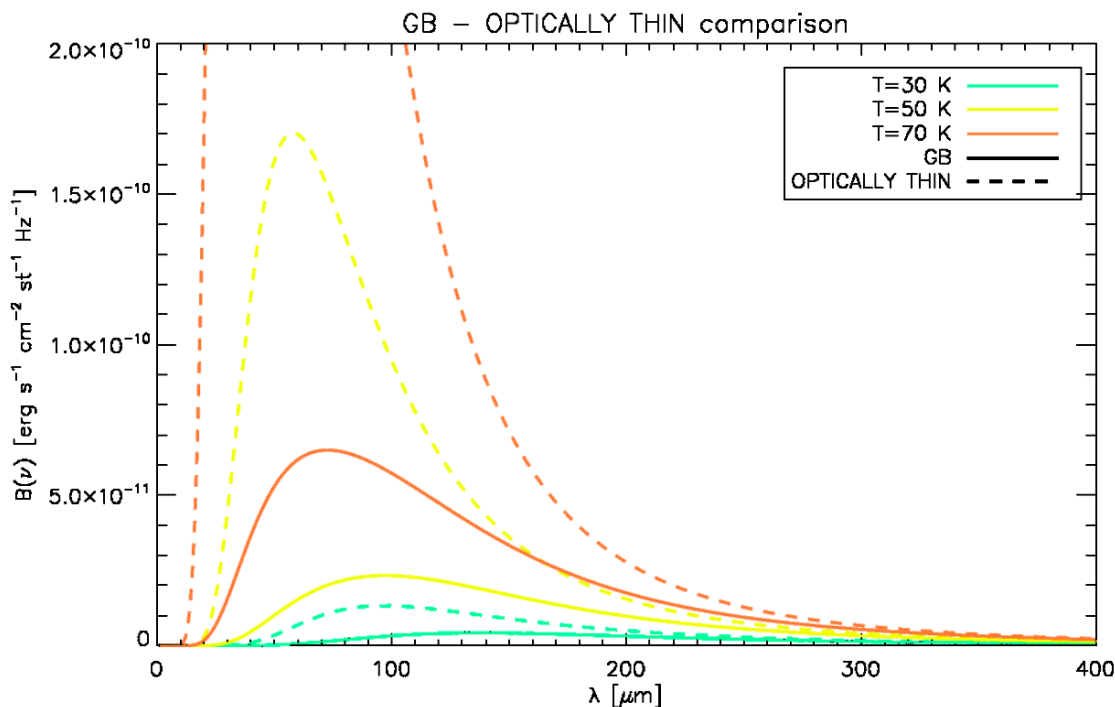


Figura 3.3: Andamento della brillantezza corpo grigio (linee continue) e corpo grigio con  $\tau(\nu) \ll 1$  (linee miste) al variare della temperatura. Il picco della funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile a  $T = 70 K$  (in rosso) è fuori scala, e cade a  $\sim 9 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ st}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ .

sottile. Come già detto, per  $\lambda > 200 \mu\text{m}$  le due curve sono praticamente coincidenti. Invece, esse mostrano una notevole differenza nella regione attorno al picco, il quale in approssimazione otticamente sottile risulta spostato a brillanze più elevate. Tale spostamento è tanto maggiore quanto più è alta la temperatura: le brillanze dei due picchi differiscono di un fattore  $\sim 3$  a  $T = 30 K$  mentre la differenza è di più di un ordine di grandezza per  $T = 70 K$  (figura 3.3). Supponiamo di avere un certo set di dati fotometrici associato all'emissione termica della polvere di una certa galassia e di averli riprodotti sia con la funzione di corpo nero modificato in approssimazione otticamente sottile sia con quella non modificata. Nonostante i picchi delle due curve siano pressochè coincidenti, sulla base delle considerazioni appena fatte ci si aspetta che ad esse siano associate due diverse temperature, una più bassa per il corpo grigio approssimato ed una più alta per la funzione non approssimata. Tuttavia, nel nostro caso, anche la normalizzazione  $N$  contribuisce a determinare la brillantezza di picco, visto che è un parametro libero del fit. Si noti, però, (figura 3.3) che, a parità di temperatura, le curve del corpo grigio in approssimazione otticamente sottile sono caratterizzate da un *bump* più stretto rispetto quello del corpo grigio non approssimato, che diventa sempre più

stretto al crescere della temperatura. Dunque, per riprodurre un set di dati che si distribuisce con una certa larghezza, il corpo grigio approssimato deve avere una temperatura di *best fit* più bassa di quella del corpo grigio non approssimato. Allora, nel momento in cui si decide di fittare l'emissione della polvere con la funzione di corpo nero modificato in approssimazione otticamente sottile, ci si aspetta che la temperatura di *best fit* sia sposata a valori sistematicamente inferiori rispetto quelli ottenuti con il corpo grigio non approssimato.

## 3.2 Descrizione del metodo

Dopo aver assunto le funzioni di fit, è stato implementato un codice numerico utilizzando IDL (*Interactive Data Language*), un linguaggio di programmazione specializzato nell'analisi di dati scientifici, col fine di ottenere, per ogni galassia del campione, la temperatura e la massa della polvere e il tasso di formazione stellare.

Il fit delle SED nel lontano infrarosso è stato effettuato mediante la procedura CURVEFIT, una funzione sviluppata in IDL, che si basa su un algoritmo per l'espansione in derivate parziali e che permette di ottenere un fit dei minimi quadrati non lineare ad una funzione fornita direttamente dall'utente, con un numero arbitrario di parametri liberi. Data la funzione, ed i dati su cui effettuare il fit con i relativi errori, CURVEFIT restituisce il  $\chi^2$  e i valori di *best fit* per i parametri liberi e dà una stima del loro errore. Di default, le iterazioni continuano fintanto che la decrescita relativa del  $\chi^2$  in una iterazione è inferiore a  $1 \times 10^{-3}$  oppure fino a che non viene raggiunto il numero massimo di iterazioni  $n = 20$ . Entrambe le quantità possono anche essere definite dall'utente. In questa sede non si ritiene opportuno dilungarsi nella trattazione dettagliata della funzione CURVEFIT e del metodo usato per la stima dei parametri e degli errori. Una spiegazione dettagliata può essere trovata nell'articolo di Marquard (1963), riportato in bibliografia.

Per limitare le possibili contaminazioni dovute all'emissione in riga dei PAH, alle righe di assorbimento dei silicati (crf. paragrafi 2.2 e 2.3) o all'emissione del toro di polvere circumnucleare nel caso vi sia un AGN al centro delle galassie, si è deciso di effettuare il fit per lunghezze d'onda *rest frame* superiori ai  $24 \mu m$ , fino a  $\lambda_{rest} = 1000 \mu m$ . Dopodichè, inserendo i valori di *best fit* per la normalizzazione  $N$  e per la temperatura della polvere  $T_d$  nelle equazioni (3.1) e (3.3) si ottiene la funzione che riproduce meglio i dati.

Per la stima della massa di polvere e del tasso di formazione stellare si sono utilizzate rispettivamente la formula (2.32) e la (2.24), descritte nel capitolo 2. La massa di polvere può essere calcolata soltanto in regime otticamente sottile, per cui il flusso osservato  $S(\nu/(z+1))$ , che compare al numeratore della (2.32), viene calcolato alla lunghezza osservata corrispondente a  $\lambda_{rest} = 230 \mu m$ , ancora

una volta facendo riferimento al lavoro di Gilli et al. (2014). Si noti che, così facendo, siamo già in pieno regime otticamente sottile, poichè  $\lambda_{rest} = 230 \mu m > \lambda_0$ . Inoltre, si assume un coefficiente di assorbimento  $k(\nu) = 4.0(\nu/1.2 THz)^\beta cm^2 g^{-1}$ , con  $\beta = 2$  (Gilli et al. 2014). Come temperatura di equilibrio della polvere  $T_d$  si prende quella di *best fit*. L'errore sulla stima della massa di polvere è stato ottenuto attraverso la teoria di propagazione degli errori.

Nel dettaglio, data una grandezza fisica  $f$ , funzione a sua volta delle grandezze  $x, y, \dots, z$ . Si supponga che queste ultime siano note con una propria incertezza e che siano tra loro indipendenti. Allora l'incertezza da associare ad  $f(x, y, \dots, z)$  è espressa dalla seguente formula:

$$\Delta f = \Delta x \left( \frac{\partial f}{\partial x} \right) + \Delta y \left( \frac{\partial f}{\partial y} \right) + \dots + \Delta z \left( \frac{\partial f}{\partial z} \right) \quad (3.5)$$

Ora, si consideri la (2.32) e la (3.3). Si noti che  $M_d = M_d(S, B_{BB}, D, \beta)$  dove  $S = S(N, B_{BB}, \beta)$ ,  $B_{BB} = B_{BB}(T_d)$  e  $k = k(\nu)$ . Per stimare l'incertezza sulla massa di polvere è, dunque, necessario stimare quella sul flusso  $S$  e quella sulla brillantezza di corpo nero  $B_{BB}$  mentre le incertezze sulla distanza di luminosità  $D$  e sul coefficiente di assorbimento  $k$  sono trascurabili. Applicando la (3.5) alla brillantezza di corpo nero di ottiene:

$$\Delta B_{BB} = \Delta T_d \left( \frac{\partial B_{BB}}{\partial T_d} \right) \sim \Delta T_d \left( \frac{\partial B_{BB}}{\partial T_d} \right) \quad (3.6)$$

dato che l'errore sulle frequenze è trascurabile. Invece per il flusso si ha:

$$\Delta S = \Delta N \left( \frac{\partial S}{\partial N} \right) + \Delta B_{BB} \left( \frac{\partial S}{\partial B_{BB}} \right) + \Delta \beta \left( \frac{\partial S}{\partial \beta} \right)$$

e, applicando il risultato della (3.6):

$$\begin{aligned} \Delta S &= \Delta N \left( \frac{\partial S}{\partial N} \right) + \Delta T_d \left( \frac{\partial S}{\partial T_d} \right) + \Delta \beta \left( \frac{\partial S}{\partial \beta} \right) \\ &\sim \Delta N \left( \frac{\partial S}{\partial N} \right) + \Delta T_d \left( \frac{\partial S}{\partial T_d} \right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

poichè il valore di  $\beta$  è assunto. A questo punto, è possibile determinare l'errore sulla massa di polvere. Per la propagazione degli errori (3.5), ricordando che gli errori sulla distanza di luminosità e sul coefficiente di assorbimento sono trascurabili, si ha:

$$\Delta M_d \sim \Delta B_{BB} \left( \frac{\partial M_d}{\partial B_{BB}} \right) + \Delta S \left( \frac{\partial M_d}{\partial S} \right) \quad (3.8)$$

applicando i risultati (3.6) e (3.7) si ottiene:

$$\begin{aligned} \Delta M_d \sim & \Delta T_d \left( \frac{\partial B_{BB}}{\partial T_d} \right) \left( \frac{\partial M_d}{\partial B_{BB}} \right) \\ & + \left[ \Delta N \left( \frac{\partial S}{\partial N} \right) + \Delta T_d \left( \frac{\partial S}{\partial T_d} \right) \right] \left( \frac{\partial M_d}{\partial S} \right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

Il tasso di formazione stellare si stima a partire dalla luminosità IR ottenuta integrando il flusso osservato  $S(\nu_{obs})$  nell'intervallo di lunghezze d'onda *rest frame* compreso tra  $8 \mu m$  e  $1000 \mu m$ , attraverso la conversione (2.24). Ricordando la relazione tra flusso e luminosità per un universo in espansione (2.31), si ha:

$$L_{IR} = \frac{4\pi D^2}{1+z} \int_{\nu_m}^{\nu_M} S(\nu_{obs}; N_{best}, T_{d,best}) d\nu \quad (3.10)$$

dove  $\nu_M \equiv \lambda_m = 8 \mu m$  e  $\nu_m \equiv \lambda_M = 1000 \mu m$ ;  $N_{best}$  e  $T_{d,best}$  sono i valori di *best fit* per il fattore di normalizzazione e per la temperatura della polvere e, dunque,  $S(\nu_{obs}; N_{best}, T_{d,best})$  è la funzione che descrive al meglio i dati. Lo SFR, come la massa di polvere, viene stimato sia per l'emissione di corpo nero modificato sia per quella in regime otticamente sottile, per cui i dati vengono fittati sia con la (3.1) sia con la (3.3). Anche l'errore sul tasso di formazione stellare viene calcolato usando la teoria di propagazione degli errori, a partire dall'incertezza sulla luminosità. Nello specifico, dalla (3.5) si ottiene l'errore sul flusso monocromatico, come mostrato dall'equazione (3.7). Poi, essendo

$$\Delta L \sim \Delta S \left( \frac{\partial L}{\partial S} \right) \quad (3.11)$$

l'errore sulla luminosità integrata  $\Delta L_{IR}$  si ottiene calcolando l'integrale tra  $8 \mu m$  e  $1000 \mu m$  del rhs della (3.11), dopo aver svolto la derivata parziale e tenuto conto della (2.31). A questo punto, dalla (2.24) si ottiene:

$$\Delta SFR (M_\odot yr^{-1}) = 4.5 \times 10^{-44} \Delta L_{IR} (erg s^{-1} Hz^{-1}) \quad (3.12)$$

### 3.3 Test del metodo

Prima di applicare il metodo al campione, si è ritenuto opportuno testarlo su tre galassie star-forming dell'Universo locale: ARP220, M82 ed M51. Questi oggetti sono stati scelti come esempi di galassie che presentano un'attività di formazione stellare di diversa intensità. Da una galassia molto attiva (di tipo *starburst*) come ARP220 si passa a tipiche galassie di *main-sequence*, M82 e M51, caratterizzate da una formazione stellare in ordine decrescente d'intensità. Trattandosi di oggetti



ampiamente studiati, è stato possibile confrontare i risultati ottenuti per la temperatura e la massa della polvere e per la luminosità infrarossa (da cui si ricava lo SFR) con quelli di letteratura, verificando, così, l'affidabilità delle stime ottenute in questo lavoro di tesi. I dati fotometrici utilizzati per riprodurre la SED delle galassie e l'emissione di corpo grigio della polvere sono stati presi dal database extragalattico NASA/IPAC<sup>2</sup>. Tra tutti i dati a disposizione, per ogni sorgente, sono stati scartati quelli ottenuti dall'osservazione della sola zona nucleare dell'oggetto. Inoltre, in presenza di più di un dato fotometrico in corrispondenza della stessa lunghezza d'onda si è deciso di tenere solo quello con errore minore.

### 3.3.1 Arp 220

Arp 220 (figura 3.4) è la *Ultra Luminous Infrared galaxy* (ULIRG) più vicina a noi, e si colloca ad una distanza di  $\sim 77 \text{ Mpc}$ , a  $z \sim 0.0181$ . Essa è il risultato



Figura 3.4: La galassia Arp 220 fotografata con la Wide Field Planetary Camera a bordo del Telescopio Spaziale Hubble - da NASA, ESA, and C. Wilson - <http://hubblesite.org/newscenter/newsdesk/archive/releases/2006/26/image/a>.

di una collisione tra due galassie. Questo evento di *merging* ha innescato l'intensa attività di formazione stellare della galassia, che ora presenta una massa di gas dell'ordine di  $10^{10} M_{\odot}$  (Rangwala et al. 2011). L'estremo scenario di formazione stellare in Arp 220 ne fa un eccellente laboratorio per lo studio dei processi che influenzano la formazione stellare. Inoltre, l'elevata luminosità infrarossa la rende un buon modello per lo studio delle galassie ricche di polvere ad alti redshift.

Nella figura 3.5 sono rappresentati i dati fotometrici utilizzati per il fit di corpo grigio dell'emissione IR della galassia e per la stima della massa di polvere e del tasso di formazione stellare. In più, si riportano anche i dati raccolti nel visibile e

<sup>2</sup><https://ned.ipac.caltech.edu/>

nel radio. Una delle peculiarità di Arp 220 è l'intensa emissione nell'infrarosso: il *bump* della polvere a  $\lambda \sim 100 \mu\text{m}$  sovrasta l'emissione stellare a lunghezze d'onda dell'ordine del micrometro, la quale risulta notevolmente ridotta dall'estinzione.

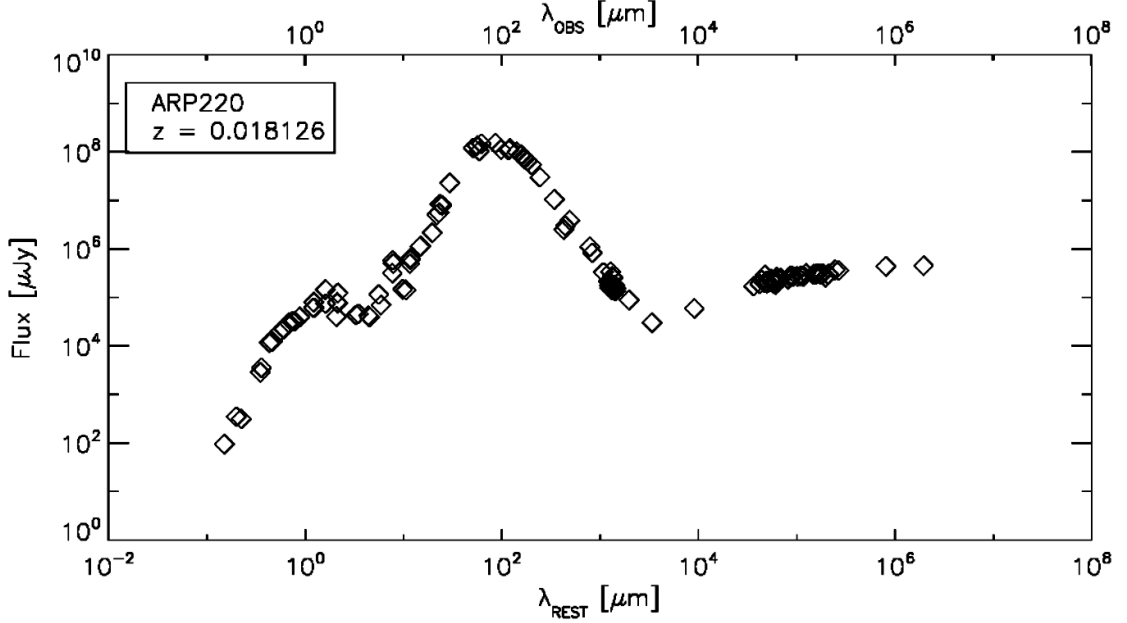


Figura 3.5: Distribuzione spettrale di energia di Arp 220. Le barre d'errore sono state omesse poiché la loro dimensione è uguale o minore a quella dei simboli usati per rappresentare i dati fotometrici.

Come già detto, il metodo descritto nel paragrafo precedente è stato applicato ai dati IR fotometrici di Arp 220, in modo tale da testare la sua validità. In figura 3.6 sono rappresentate le curve di *best fit* di corpo grigio (in verde) e di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso). Questo risultato è stato ottenuto dando i seguenti valori iniziali ai parametri liberi:  $N = 1$  per la normalizzazione e  $T = 70 \text{ K}$  per la temperatura della polvere. Il parametro  $\beta$  si è mantenuto fisso a 2 e la frequenza  $\nu_0$  si è assunta uguale a  $1500 \text{ GHz}$  ( $\lambda_0 = c/\nu_0 = 230 \mu\text{m}$ ). Per il corpo grigio, si è ottenuto il seguente valore di temperatura  $T_{best} = (63.50 \pm 0.02) \text{ K}$ , mentre sotto l'approssimazione otticamente sottile la temperatura vale  $T_{best} = (35.33 \pm 0.01) \text{ K}$ . Il chi quadro ridotto del fit con la funzione di corpo nero modificato ( $\chi_r^2 = 0.57$ ) mostra un buon accordo con i dati osservativi, mentre quello del fit in approssimazione otticamente sottile indica chiaramente che in questo caso la funzione non riesce a riprodurre bene le osservazioni ( $\chi_r^2 = 8$ ).

A questo punto, tramite la procedura descritta nel paragrafo 3.2, si sono ricavate la massa di polvere e la luminosità infrarossa integrata, da cui si stima lo SFR. La massa di polvere ottenuta assumendo come temperatura dei grani

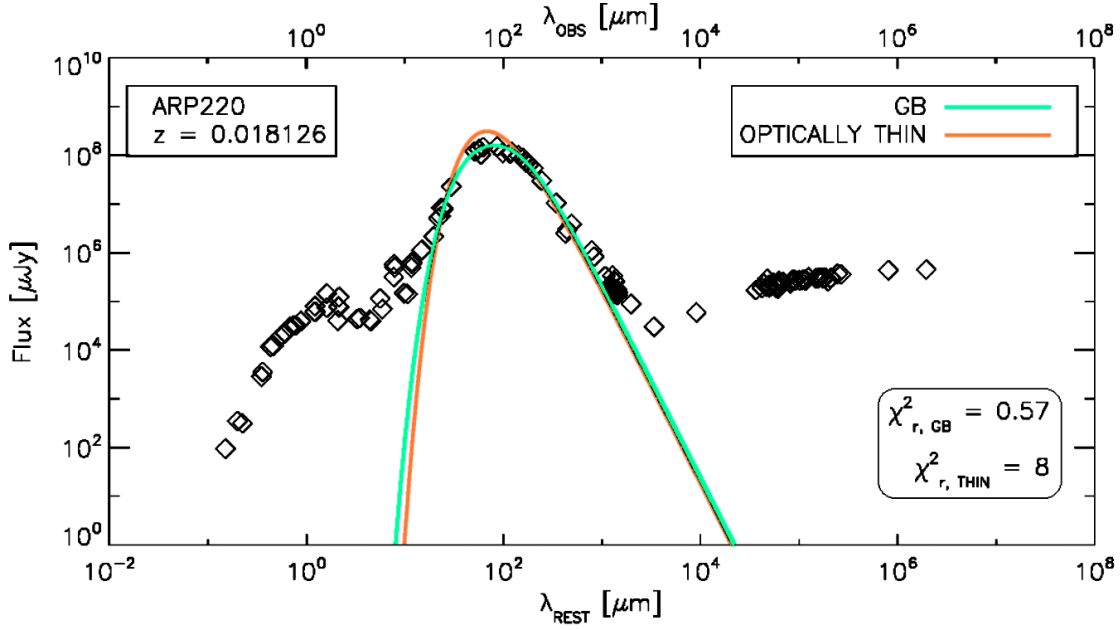


Figura 3.6: Curve di *best fit* di corpo grigio (in verde) e di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) per i dati IR. Ad esse sono stati sovrapposti i dati fotometrici di Arp 220 dalle lunghezze d'onda della banda ottica a quelle della banda radio. Le barre d'errore sono state omesse poichè la loro dimensione è uguale o minore a quella dei simboli usati per rappresentare i dati fotometrici.

quella ottenuta dal fit con la funzione di corpo nero modificato in approssimazione otticamente sottile ( $T_d = 35.33 \text{ K}$ ) è  $M_d = (2.18 \pm 0.06) \times 10^8 M_\odot$  mentre nel caso non approssimato ( $T_d = (63.50 \pm 0.02) \text{ K}$ ) si ha  $M_d = (1.53 \pm 0.06) \times 10^8 M_\odot$ . Dal fit di corpo grigio sono stati ottenuti i seguenti valori di luminosità IR e SFR:  $L_{IR} = (1.355 \pm 0.004) \times 10^{12} L_\odot$ ;  $SFR = 235.7 \pm 0.6 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ , mentre in approssimazione otticamente sottile si ha:  $L_{IR} = (1.104 \pm 0.004) \times 10^{12} L_\odot$ ;  $SFR = 192.2 \pm 0.7 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ . Queste stime trovano perlopiù un buon riscontro in letteratura. González-Alfonso, Smith e Fischer (2004), che studiano l'emissione delle polveri nel continuo infrarosso di Arp 220 su diverse scale, trovano una  $M_d$  che varia tra le  $5.2 \times 10^7 M_\odot$  e le  $1.3 \times 10^8 M_\odot$  sulla base del fatto che si considerino solo le regioni estese o anche quelle centrali. La temperatura, fissato  $\beta = 2$ , varia tra i 50 K e gli 85 K e la luminosità infrarossa è compresa tra  $4.8 \times 10^{11} L_\odot$  e  $9.8 \times 10^{11} L_\odot$ . Rangwala et al. (2011), studiano l'emissione IR della polvere lasciando anche  $\beta$  e  $\nu_0$  liberi di variare. In questo modo, ottengono una temperatura di *best fit*  $T_d = 66.7 \pm 0.3 \text{ K}$ , con  $\beta = 1.83 \pm 0.4$  e  $\nu_0 = 1277 \pm 10 \text{ GHz}$ . Questo risultato dà una temperatura molto simile a quella ottenuta col fit di corpo grigio ( $T_d = (63.50 \pm 0.02) \text{ K}$ ). Il fatto che questa cada appena fuori  $3\sigma$  può essere dovuto ai diversi valori di  $\beta$  e  $\nu_0$  usati per il fit (si è visto, difatti,

che, fissando  $\nu_0$  a  $1277 \text{ GHz}$ , la temperatura di best fit del corpo grigio aumenta quasi di due unità). Invece, il risultato ottenuto appare del tutto consistente con quello di González-Alfonso, Smith e Fischer (2004). Infine, anche Rangwala et al. (2011) ottengono  $M_d \sim 10^8 M_\odot$  e una  $L_{IR} \sim 10^{12} L_\odot$ . È importante notare come la stima della temperatura della polvere in regime otticamente sottile si discosti in maniera significativa dai valori di letteratura, assumendo un valore più basso di circa un fattore 2 e spingendosi ben oltre i  $3\sigma$  della stima ottenuta da Rangwala et al. (2011). Invece, la luminosità IR (e dunque lo SFR) ottenuta con l'approssimazione otticamente sottile è in accordo con i risultati di letteratura.

Non è stato possibile quantificare la deviazione della massa di polvere e della luminosità IR, ottenute col metodo usato in questo lavoro di tesi, dai valori di letteratura, poichè negli articoli di riferimento mancano gli errori su queste grandezze.

### 3.3.2 Messier 82

Messier 82 (figura 3.7), detta anche Galassia a sigaro per la particolare forma che assume se osservata da Terra, è una galassia irregolare che si colloca ad una distanza  $d \sim 2.9 \text{ Mpc}$ , a  $z = 0.018126$ . Essa è caratterizzata da una intensa attività di formazione stellare di tipo *starburst* probabilmente innescata dal recente incontro ravvicinato con M81.



Figura 3.7: Galassia M82 fotografata dalla *Advanced Camera for Surveys' Wide Field Channel* del Telescopio Spaziale Hubble. La figura, in realtà, è un mosaico ottenuto da sei immagini effettuate con 4 filtri diversi nel visibile e nell'infrarosso - *NASA, ESA, and The Hubble Heritage Team (STScI/AURA)* - <http://www.spacetelescope.org/images/heic0604a/>.

In figura 3.8 sono rappresentati i dati fotometrici per M82 da lunghezze d'onda visibili a lunghezze d'onda radio. Si noti come l'emissione nel continuo infrarosso, analogamente a quanto si è visto per Arp 220, sia caratterizzata da una intensità

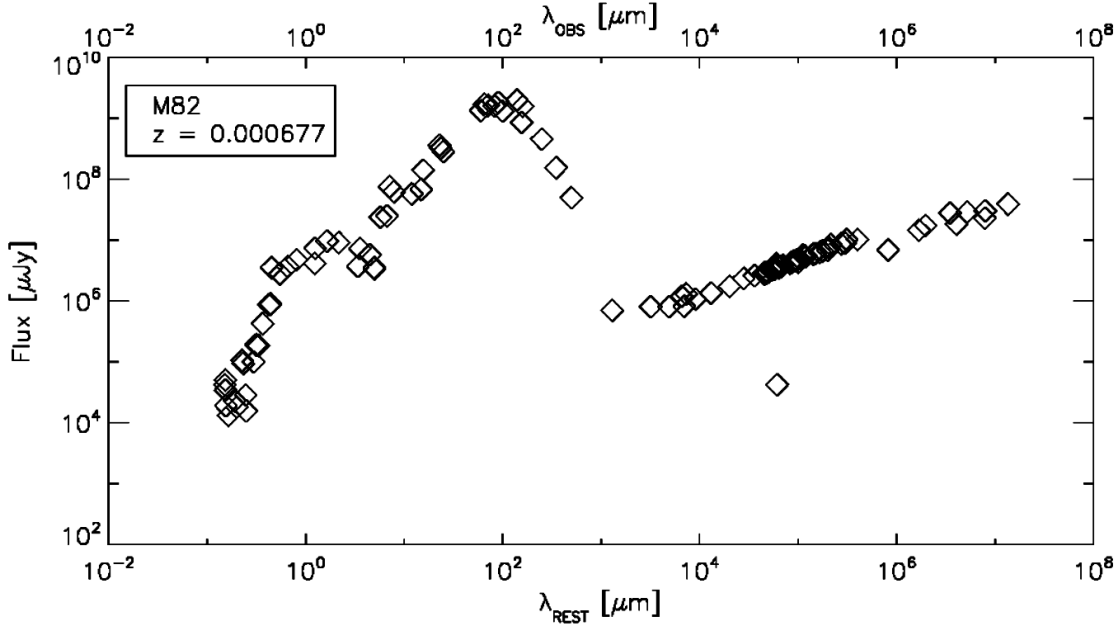


Figura 3.8: Distribuzione spettrale di energia di M82. Le barre d'errore sono state omesse poiché la loro dimensione è uguale o minore a quella dei simboli usati per rappresentare i dati fotometrici.

di diversi ordini di grandezza superiore a quella stellare, che emerge a lunghezze d'onda dell'ordine del micrometro. Ancora una volta, questa evidenza è riconducibile all'estinzione della polvere interstellare, responsabile dell'emissione IR e del parziale assorbimento della luce stellare.

Come test del metodo usato in questo lavoro di tesi, si sono trovate le curve di *best fit* di corpo grigio e di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile, per i dati fotometrici IR di M82. Nello specifico, il fit è stato effettuato sui dati che cadono entro l'intervallo  $24 < \lambda_{rest}/\mu m < 1000$ , assumendo  $\lambda_0 = 200 \mu m$  e un indice di emissività  $\beta = 2$ . Il risultato, rappresentato in figura 3.9, è stato ottenuto dando i seguenti valori iniziali per i parametri liberi:  $T = 50 K$  e  $N = 1$ . La temperatura di *best fit* è  $T_{best} = 49.5 \pm 0.9 K$  per il corpo grigio mentre  $T_{best} = 29.3 \pm 0.3 K$  per l'approssimazione otticamente sottile. Il chi quadro ridotto del fit di corpo grigio ( $\chi_r^2 = 1.1$ ) mostra un buon accordo con i dati, e lo stesso vale per il risultato ottenuto in approssimazione otticamente sottile ( $\chi_r^2 = 1.5$ ). La stima della temperatura della polvere ottenuta con il fit di corpo grigio risulta essere consistente con quella misurata da Telesco & Arper (1980) ( $\sim 45 K$ ), mentre il valore ottenuto in approssimazione otticamente sottile è in totale accordo con quello assunto da Thuma et al. (2014) per la stima della massa di polvere in M82 ( $T_d = 30 K$ ). Questi ultimi trovano una  $M_d \sim 7.5 \times 10^6 M_\odot$  mentre Telesco & Arper (1980) hanno stimato  $M_d \sim 5 \times 10^5 M_\odot$ . In questa sede, la massa di

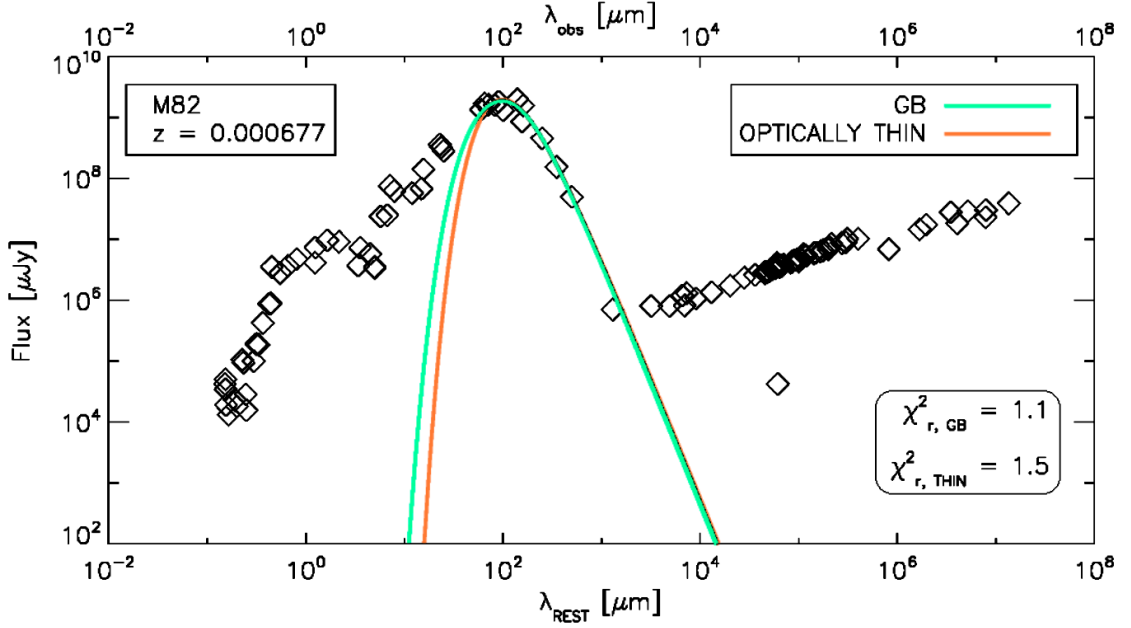


Figura 3.9: Curve di *best fit* di corpo grigio (in verde) e di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) per i dati IR. Ad esse sono stati sovrapposti i dati fotometrici di M82 dalle lunghezze d'onda della banda ottica a quelle della banda radio. Le barre d'errore sono state omesse poichè la loro dimensione è uguale o minore a quella dei simboli usati per rappresentare i dati fotometrici.

polvere ottenuta assumendo una temperatura di equilibrio pari a quella di *best fit* del corpo nero modificato ( $T_{best} = 49.5 \pm 0.9 \text{ K}$ ) è  $M_d = (7.6 \pm 0.05) \times 10^7 M_\odot$  e risulta completamente in accordo con quella trovata da Thuma et al. (2014). In approssimazione otticamente sottile ( $T_d \sim 29 \text{ K}$ ) si ottiene una stima della massa di polvere di poco superiore  $M_d = (1.0 \pm 0.4) \times 10^7 M_\odot$ . Per quanto riguarda la luminosità infrarossa e la stima del tasso di formazione stellare, si sono ottenuti i seguenti risultati:  $L_{IR} = (2.1 \pm 0.2) \times 10^{10} L_\odot$ ,  $SFR = 3.6 \pm 0.4 M_\odot \text{ yr}^{-1}$  per il corpo grigio e  $L_{IR} = (1.8 \pm 0.2) \times 10^{10} L_\odot$ ,  $SFR = 3.1 \pm 0.3 M_\odot \text{ yr}^{-1}$  in approssimazione otticamente sottile. Il valore ottenuto per la luminosità infrarossa trova riscontro in quello determinato da Telesco & Arper (1980):  $L_{IR} \sim 3 \times 10^{10} L_\odot$ .

Non è stato possibile quantificare la deviazione dai valori di letteratura della temperatura, della massa di polvere e della luminosità IR ottenute col metodo usato in questo lavoro di tesi, poichè negli articoli di riferimento mancano gli errori su queste grandezze.



Figura 3.10: Immagine ottica della galassia M51: composizione digitale delle immagini ottenute con il telescopio di 9 m di diametro presso il Kitt Peak National Observatory e dal Telescopio Spaziale Hubble. Sono visibili le nubi scure di polvere e l'emissione ottica delle stelle - N. Scoville (Caltech), T. Rector (U. Alaska, NOAO) et al., Hubble Heritage Team, NASA - <https://apod.nasa.gov/apod/ap130224.html>.

### 3.3.3 Messier 51

Messier 51 (figura 3.10), detta anche Galassia Vortice, è una galassia inte-ragente che presenta, al suo centro, un nucleo galattico attivo e si colloca ad una distanza di circa 8.6  $Mpc$ , a  $z = 0.002$ . La sua struttura a spirale è dovuta principalmente all'interazione con la sua compagna, NGC5195. Come gli altri due oggetti di test, anch'essa presenta una forte attività di formazione stellare. Tuttavia, il continuo delle stelle appare fortemente assorbito a causa dell'estinzione della polvere interstellare, alla quale si deve l'intensa emissione nel continuo infrarosso, come si vede in figura 3.11.

In figura 3.11, il pannello superiore mostra la distribuzione di energia dei dati fotometrici da lunghezze d'onda visibili a lunghezze d'onda radio per M51.

Di seguito si riportano i risultati ottenuti per temperature e massa di polvere, luminosità infrarossa e tasso di formazione stellare di M51, applicando il metodo descritto nel paragrafo 3.2.

Il grafico inferiore in figura 3.11 mostra le curve di *best fit* di corpo grigio (in verde) e di corpo grigio in regime otticamente sottile (in rosso). I chi quadro ridotti dei fit sono rispettivamente  $\chi_r^2 = 1.2$  e  $\chi_r^2 = 0.77$ , perciò si può ritenere accettabile l'accordo con i dati. I fit sono stati effettuati sull'intervallo di lunghezze d'onda  $24 < \lambda/\mu m < 1000$ , con i seguenti valori iniziali per i parametri liberi:  $T = 50 K$  e  $N = 1$ . La temperatura di *best fit* è  $T_{best} = 43.9 \pm 0.8 K$  nel caso del

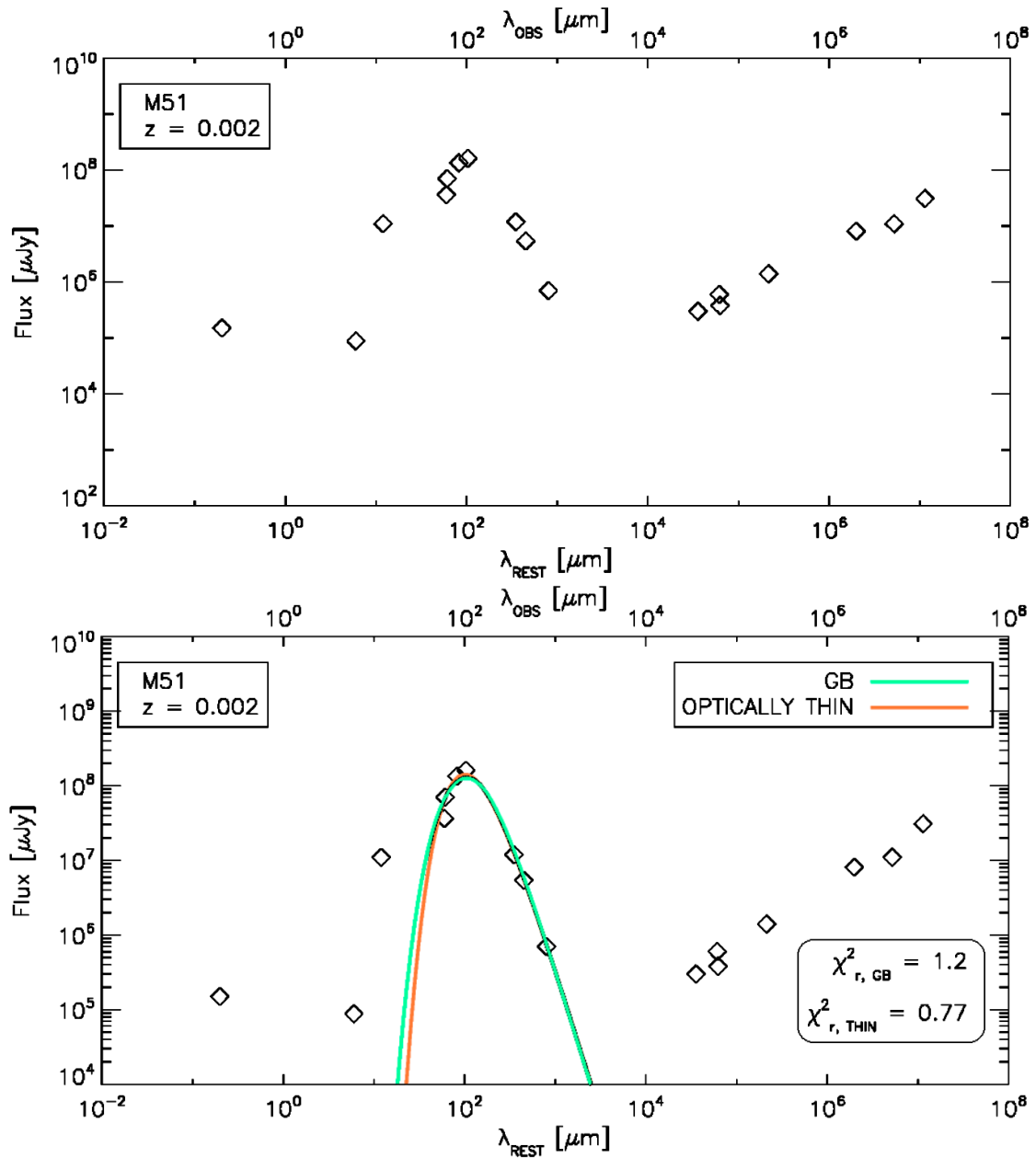


Figura 3.11: *Sopra*: distribuzione spettrale di energia di M51. Le barre d'errore sono state omesse poichè la loro dimensione è uguale o minore a quella dei simboli usati per rappresentare i dati fotometrici. *Sotto*: curve di *best fit* di corpo grigio (in verde) e di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) per i dati IR. Ad esse sono stati sovrapposti i dati fotometrici di M51 dalle lunghezze d'onda della banda ottica a quelle della banda radio. Le barre d'errore sono state omesse poichè la loro dimensione è uguale o minore a quella dei simboli usati per rappresentare i dati fotometrici.



corpo grigio e  $T_{best} = 28.5 \pm 0.8 K$  per il regime otticamente sottile. Devereux & Young (1992) stimano una temperatura della polvere, a partire dall'emissione nel lontano infrarosso,  $T_d \sim 33 K$ , valore che si colloca tra i due trovati usando il metodo presentato in questo lavoro di tesi. Telesco & Harper (1980), studiando l'emissione nel lontano infrarosso di M51, nell'intervallo  $1 < \lambda/\mu m < 300$ , trovano una luminosità FIR pari a  $\sim 5 \times 10^9 L_\odot$ , assumendo una temperatura della polvere uguale a quella ottenuta per M82 (45 K). Dalla luminosità FIR hanno poi ricavato una massa di polvere  $M_d \sim 10^5$ . Le stime ottenute usando il metodo spiegato nei paragrafi precedenti sono  $M_d = 8.1 \pm 0.8 \times 10^6 M_\odot$ ,  $L_{IR} = 1.2 \pm 0.2 \times 10^{10} L_\odot$ ,  $SFR = 2.0 \pm 0.3 M_\odot yr^{-1}$  in approssimazione otticamente sottile; nel caso non approssimato si ha  $M_d = 5.7 \pm 0.9 \times 10^6 M_\odot$ , mentre i valori della luminosità infrarossa e del tasso di formazione stellare sono pressocchè gli stessi. Si ritiene che la differenza tra la luminosità IR ottenuta in questa sede e quella di Telesco & Harper (1980) sia riconducibile al diverso intervallo di frequenze su cui essa viene misurata ( $8 < \lambda/\mu m < 1000$  in questo lavoro). Di ciò risente anche la stima della massa di polvere. Draine et al. (2007) ottengono invece una luminosità  $L_{IR} \sim 4 \times 10^{10} L_\odot$ .

Anche in questo caso non è stato possibile quantificare la deviazione dai valori di letteratura della temperatura, della massa di polvere e della luminosità IR ottenute col metodo usato in questo lavoro di tesi, poichè negli articoli di riferimento mancano gli errori su queste grandezze.

La buona concordanza delle stime di  $T_d$ ,  $L_{IR}$  e  $M_d$  degli oggetti di test con i valori di letteratura confermano l'attendibilità del metodo usato in questo lavoro di tesi.



# Capitolo 4

## Il campione

Questo lavoro di tesi si basa sullo studio dell'emissione infrarossa di un campione di 27 galassie star-forming ad alto redshift ( $\langle z \rangle \simeq 2.3$ ), osservate a lunghezze d'onda (sub-)millimetriche con l'Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA), con l'Astronomical Thermal Emission Camera (AzTEC), installata sull'Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE), e con la LArge BOlometer CAmera (LABOCA), sull'Atacama Pathfinder Experiment Telescope (APEX). Le osservazioni sono il risultato di *blank-field surveys* effettuate nel campo sud della Great Observatories Origins Deep Survey (GOODS-South, Dickinson 2001).

### 4.1 Cataloghi fotometrici multibanda nel campo GOODS-S

La Great Observatories Origins Deep Survey (GOODS) è una *survey* effettuata con il satellite IR Spitzer (che risale al 2001) per lo studio dell'evoluzione delle galassie su un ampio intervallo di redshift ( $1 < z < 6$ ). Lo scopo principale consiste nel tracciare la storia di crescita in massa delle galassie, l'evoluzione delle loro popolazioni stellari e l'*output* energetico dovuto alla formazione stellare e ai nuclei galattici attivi. GOODS è un'indagine costruita sulle osservazioni profonde degli altri "Great Observatories" della National Aeronautics and Space Administration (NASA), Hubble e Chandra, rispettivamente nell'ottico e in banda X, e su quelle di XMM-Newton dell'European Space Agency (ESA), con un vasto supporto osservativo da parte dell'European Southern Observatory (ESO) e del National Optical Astronomy Observatory (NOAO). L'indagine riguarda circa  $300 \text{ arcmin}^2$  in due campi: l'Hubble Ultra Deep Field North ( $150 \text{ arcmin}^2$ ) e il Chandra Deep Field South ( $150 \text{ arcmin}^2$ ; si veda la figura 4.1). Le prime osservazioni in questo campo sono state effettuate con la Infrared Array Camera (IRAC/Spitzer) alle lunghezze d'onda 3.6, 4.5, 5.8, 8.0  $\mu\text{m}$  (immagini simultanee di  $5.2 \text{ arcmin}^2$  nelle 4 bande),

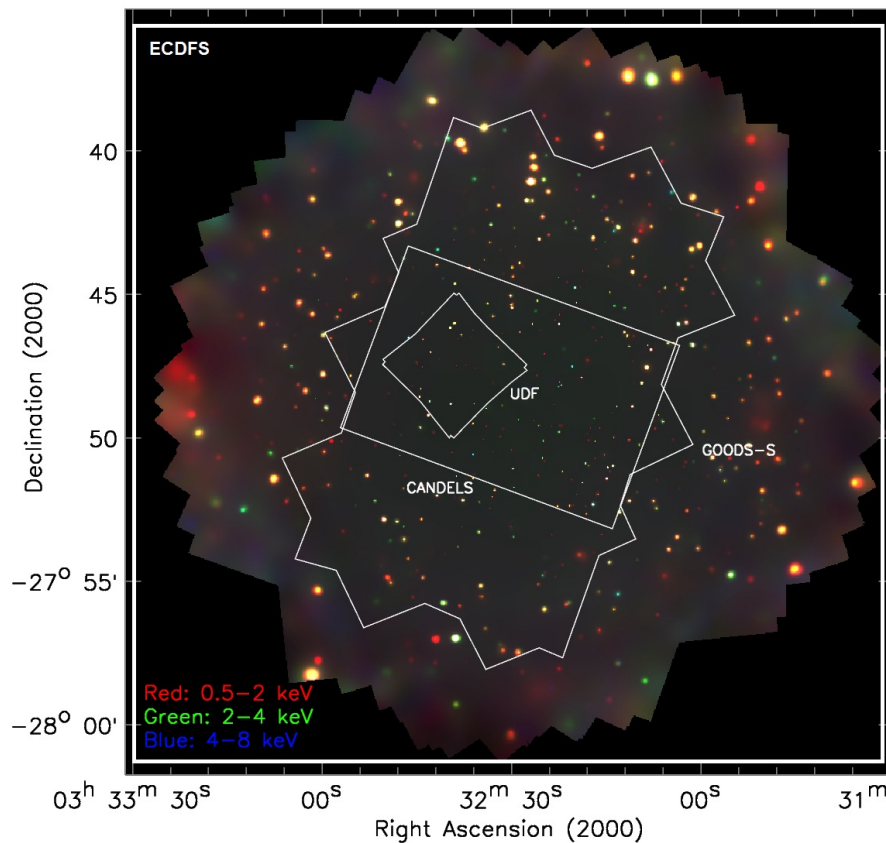


Figura 4.1: Rappresentazione in coordinate equatoriali del campo GOODS-S, a cui si sovrappongono l’Ultra Deep Field South (UDF) nelle bande ottico/vicino IR e quello della Cosmic Assembly Near-IR Extragalactic Survey (CANDELS) nel vicino IR; inoltre è rappresentato il più esteso Extended Chandra Deep Field South (ECDFS) in banda X, che comprende tutti i precedenti - <http://www2.astro.psu.edu/users/niel/cdfs/cdfs-4Ms-pic-large.jpg>.

mentre i dati a  $\lambda_{obs} = 24 \mu m$  sono stati rilevati con il Multiband Imaging Photometer (MIPS/Spitzer), che ha un Field Of View (FOV) di  $5.4 \text{ arcsec}^2$  e una sensibilità di  $110 \mu Jy$  a  $5\sigma$  su  $500 s$  di esposizione.

In figura 4.1 si riporta una rappresentazione del campo GOODS-S nel sistema di coordinate equatoriali RA - DEC [degree, J2000]. Questo ha un’estensione di  $11 \times 17 \text{ arcmin}$  e il suo centro, di coordinate RA =  $53.126654 \text{ deg}$  e DEC =  $-27.80467 \text{ deg}$ , coincide con quello dell’Extended Chandra Deep Field South (ECDFS; Lehmer et al. 2005), come si vede in figura 4.1. Ad esso si sovrappongono i campi Ultra Deep Field South (UDF) e quello della Cosmic Assembly Near-IR Extragalactic Survey (CANDELS; Grogin et al. 2011, Koekemoer et al. 2011). L’Hubble UDF, con centro di coordinate  $3h 32m 40s$  (RA, J2000) e  $-27^{\circ}47' 29''$  (DEC, J2000), copre  $11.5 \text{ arcmin}^2$  e, grazie all’installazione della Ad-

#### 4.1. CATALOGHI FOTOMETRICI MULTIBANDA NEL CAMPO GOODS-S63

vanced Camera for Surveys (ACS/OPT) nel 2002 e della Wide Field Camera 3 (WFC3/IR) nel 2009, costituisce l'immagine più profonda dell'Universo visibile e infrarosso ( $m_{AB,lim} \simeq 25 - 26$  mag, Windhorst et al. 2010).

Dopo il 2001, il campo GOODS-S è stato oggetto di diverse *survey* che, in parte, condividono le finalità scientifiche della GOODS, sopra brevemente elencate. Tra queste abbiamo:

1. La ECDFS survey, che è composta da 4 osservazioni Chandra ACIS-I, di 250 ks l'una, che affiancano quelle dell'originario Chandra Deep Field-South (CDF-S; 1 Ms CDF-S, Giacconi et al. 2002; 2 Ms CDF-S, Luo et al. 2008; 4 Ms CDF-S, Xue et al. 2011; 7 Ms CDF-S Luo et al. 2016) e che coprono, in totale, un angolo solido di  $1100$  arcmin<sup>2</sup>. Al centro dell'ECDFS è disponibile una mappa radio del GOODS-S a 1.4 GHz molto profonda ( $\sigma_{1.4} \simeq 8.5 \mu Jy$ ) e di alta risoluzione spaziale ( $\sim 3.5$  arcsec) ottenuta mediante il Very Large Array (VLA; Kellermann et al. 2008, Miller et al. 2008).
2. La CANDELS, un *HST Multi-Cycle Treasury Program* messo a punto per ottenere delle immagini di 5 diversi campi (GOODS-N, GOODS-S, COSMOS, UDS and EGS) usando la WFC3 nelle bande J<sub>125</sub> e H<sub>160</sub> del vicino infrarosso.
3. La Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey (HerMES), che ha osservato il campo GOODS-S a 250, 350 e 500  $\mu m$  con lo Spectral and Photometric Imaging Receiver (SPIRE) di Herschel. Le FWHM nei tre filtri sono 18.2, 24.9 e 36.3 arcsec e le sensibilità a  $5\sigma$  sono  $\sim 4.6, 3.8$  e  $5.5 mJy$ , rispettivamente (Oliver et al. 2012). Tuttavia, le osservazioni SPIRE sono completamente limitate dal *confusion noise*: i flussi limite che ne derivano sono pari a circa 24.0, 27.5 e 30.5  $mJy$  ( $5\sigma$ ) a 250, 350 e 500  $\mu m$ , rispettivamente (Nguyen et al. 2010).
4. La PACS Evolutionary Probe (PEP), che ha osservato quest'area servendosi del Photodetector Array Camera & Spectrometer (PACS), su Herschel, a 70, 100 e 160  $\mu m$  (Elbaz et al. 2011, Lutz et al. 2011). PACS ha FWHM compresa tra 7.2 e 12 arcsec per  $\lambda = 70 - 160 \mu m$  e una sensibilità a  $5\sigma$  compresa tra 1 e 2  $mJy$  (Delvecchio et al. 2015). Il *confusion limit* ( $5\sigma$ ) di PACS va da 1.3 a 5  $mJy$  (Berta et al. 2011).
5. La LABOCA ECDFS (sub-)millimetre Survey (LESS) (Weiss et al. 2009), che ha mappato l'intera area (30 x 30 arcmin) dell'ECDFS ad una lunghezza d'onda di 870  $\mu m$ . A questa lunghezza d'onda, il telescopio APEX di 12 m di diametro (Gusten et al. 2006) fornisce un FWHM di 19.2 arcsec. Le immagini LESS hanno una profondità uniforme di  $\sigma_{870} = 1.2 mJy beam^{-1}$  (incluso il *confusion noise*).

6. Un'altra mappa del GOODS-S è stata ottenuta a  $1.1 \mu m$  dalla camera AzTEC su ASTE, che, a questa lunghezza d'onda, fornisce un FWHM di 30 arcsec (Scott et al. 2010). Entro la regione centrale più profonda della mappa AzTEC, che ha un'estensione di  $270 \text{ arcmin}^2$ , la sensibilità (rms) è compresa tra 0.48 e  $0.73 \text{ mJy beam}^{-1}$  (incluso il *confusion noise*).
7. Infine, l'Hubble UDFS (che si colloca entro il GOODS-S) è stato recentemente mappato da una *survey* condotta con ALMA a  $1.3 \mu m$  da Dunlop et al. (2016), come verrà illustrato in maniera più approfondita nel paragrafo 4.1.2.

#### 4.1.1 Il catalogo GOODS-MUSIC

Parte delle citate osservazioni sono state utilizzate nella compilazione del catalogo GOODS-MUSIC (Multiwavelength Southern Infrared Catalog, Grazian et al. 2006). GOODS-MUSIC è un catalogo multibanda ( $\lambda = 0.3 - 8.0 \mu m$ ) di oggetti astrofisici selezionati nel vicino IR (da immagini  $z$  e  $K_s$ ) nel campo GOODS-S ed è stato ottenuto usando i dati pubblici disponibili nella regione GOODS-CDFS. Esso include: 2 immagini nel filtro U ottenute con il telescopio ESO da 2.2 m (FWHM = 0.90 e 1.10 arcsec,  $m_{AB,lim} = 25.5$  e 24.5 mag) ed una dal VIMOS-Very Large Telescope (VLT) (FWHM = 0.80 arcsec,  $m_{AB,lim} = 26.5$  mag); le immagini ACS - HST in 4 bande (B, V, i, z con FWHM = 0.12 arcsec e  $m_{AB,lim} = 27.5, 27.5, 26.5, 26.0$  mag rispettivamente); le immagini ISAAC-VLT nelle bande J, H e  $K_s$  (FWHM = 0.45 arcsec e  $m_{AB,lim} = 24.5, 24.3, 23.8$  mag rispettivamente); le immagini Spitzer a 3.5, 4.5, 5.8 e  $8 \mu m$  (FWHM tra 1.60 e 2.00 arcsec e magnitudine limite tra 24.0 e 22.0 AB mag). Il catalogo è composto da 14847 sorgenti, tra cui almeno 72 stelle note, 68 AGN e 928 galassie con redshift spettroscopico ( $0 < z < 6$ ). Tuttavia, i redshift fotometrici del catalogo sono mostrano uno *scatter* in  $\Delta z/z$  relativamente piccolo, pari a 0.06.

Il catalogo GOODS-MUSIC è stato associato a quelli MIPS-Herschel da Magnelli et al. (2013). In questo lavoro di tesi, il catalogo che risulta da tale associazione è stato utilizzato per cercare le controparti multi-banda delle sorgenti sub-mm selezionate con ALMA e con le camere LABOCA ed AzTEC, come verrà spiegato nei paragrafi 4.2.1 e 4.2.2. In particolare, Magnelli et al. hanno effettuato uno *sky match* usando le posizioni IRAC delle sorgenti MIPS-Herschel e un raggio di ricerca pari a 0.8 arcsec ( $\sim$  al FWHM delle osservazioni IRAC a  $3.6 \mu m$ ). In caso di associazioni multiple ( $\sim 10\%$ ), gli autori hanno selezionato la controparte ottica più vicina. Il 96% delle sorgenti Herschel, nell'area comune coperta dal catalogo GOODS-MUSIC e dai cataloghi MIPS-Herschel, ha una controparte multi-banda. Di queste sorgenti, il 61% ha redshift spettroscopico, le altre hanno redshift fotometrico.

#### 4.1. CATALOGHI FOTOMETRICI MULTIBANDA NEL CAMPO GOODS-S65

Le SED delle 27 galassie del campione sono state ricostruite sfruttando i dati fotometrici GOODS-MUSIC con l'aggiunta delle osservazioni MIPS, PACS e SPIRE da Magnelli et al. (2013), di cui sopra (in rosso, nella figura 4.2), a cui sono stati associati i dati AzTEC - LABOCA (in blu, figura 4.2) ed ALMA (in verde, figura 4.2).

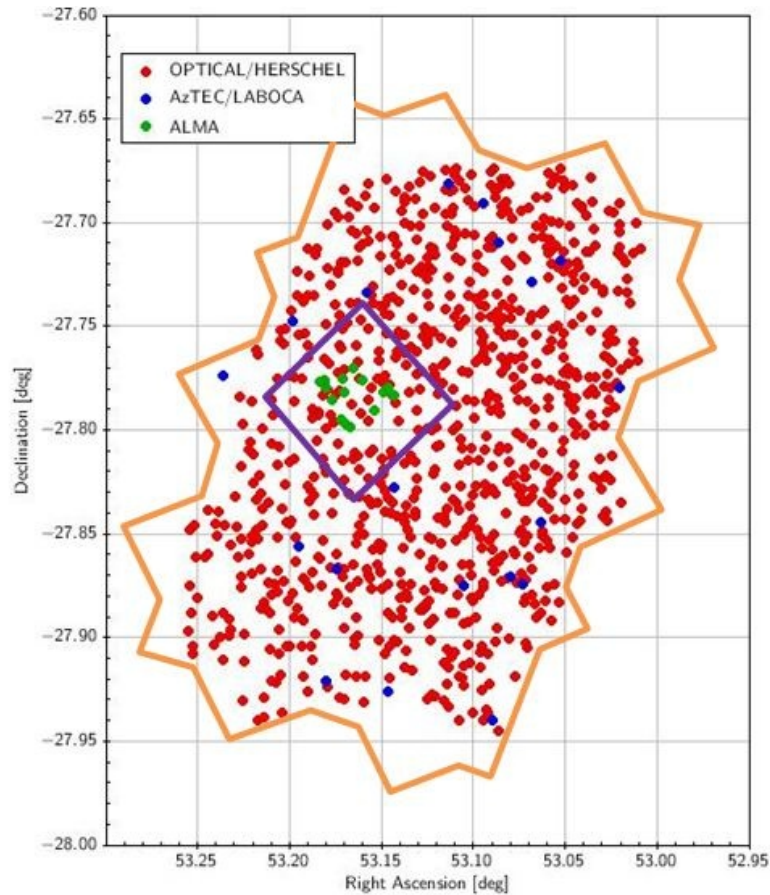


Figura 4.2: Mappa in coordinate equatoriali delle sorgenti ottiche - Herschel (in rosso), delle AzTEC - LABOCA (in blu), e delle ALMA (in verde). Il riquadro arancione identifica il campo GOODS-S mentre quello viola l'HUDF-S.

#### 4.1.2 Il catalogo ALMA

Nonostante ALMA sia stato principalmente progettato per fare spettroscopia di alta risoluzione a  $\lambda \sim 0.3 - 3 \text{ mm}$ , esso costituisce lo strumento chiave per effettuare *survey* profonde nel continuo (sub-)millimetrico, svolgendo, così, un ruolo

fondamentale nella comprensione della formazione stellare oscurata nell'Universo ad alti  $z$ .

Dunlop et al. (2016) sono tra i primi ad aver effettuato una *survey* profonda a lunghezze d'onda (sub-)millimetriche con ALMA. Questa, costituita da un mosaico di 45 puntamenti a  $1.3 \mu m$ , in 20 ore di osservazione ha coperto in maniera omogenea un'area di  $\simeq 4.5 \text{ arcmin}^2$  entro l'HUDF. La sensibilità raggiunta (rms) è  $\sigma_{1.3} \simeq 35 \mu Jy$  e la risoluzione è di  $\simeq 0.7 \text{ arcsec}$ .

L'importanza di ALMA, dunque, risiede anche nella possibilità di colmare il gap in profondità e risoluzione (FWHM) tra gli studi UV-ottici e quelli IR-mm dell'Universo ad alto redshift. Mentre le FWHM delle camere ACS e WFC3 su HST sono comprese tra i 0.07 e i 0.15 arcsec ( $\lambda = 0.2 - 2 \mu m$ , Windhorst et al. 2010), quella della Submillimetre Common-User Bolometer Array (SCUBA) camera sul James Clerk Maxwell Telescope (JCMT), usata per condurre la prima *survey* profonda nel sub-mm (i.e. Hughes et al. 1998), è  $\sim 14.5 \text{ arcsec}$  a  $\lambda \sim 850 \mu m$ . La camera AzTEC su ASTE, più recente, ha una FWHM  $\sim 30 \text{ arcsec}$  a  $\lambda \sim 1.1 \text{ mm}$  (Scott et al. 2010); la camera LABOCA sul telescopio Atacama Pathfinder Experiment ha FWHM  $\sim 19.2 \text{ arcsec}$  a  $\lambda \sim 870 \mu m$  (Gusten et al. 2006) e la SPIRE su Herschel, a  $\lambda \sim 500 \mu m$  ha FWHM  $\sim 35 \text{ arcsec}$ . Questo limite tecnico ha due importanti conseguenze. La prima consiste nel fatto che le galassie distanti appaiono come *blob* non risolti, il che, da un lato, rende difficile collocare spazialmente la loro emissione e, dall'altro, rende problematica l'associazione con le sorgenti ottiche. La seconda riguarda la massima profondità raggiungibile che, data la grande dimensione delle immagini, non è limitata dal tempo di integrazione, ma dalla cosiddetta *source confusion*, per cui le immagini confuse delle galassie più deboli si sovrappongono, formando un background impenetrabile da cui emergono solo gli oggetti rari più brillanti, gli unici che possono essere misurati con un'accuratezza accettabile. Le sensibilità delle camere SCUBA, AzTEC, LABOCA e SPIRE sono rispettivamente 0.5 mJy a  $\lambda \sim 850 \mu m$ , 0.6 mJy a  $\lambda \sim 1.1 \text{ mm}$ , 1.2 mJy a  $\lambda \sim 870 \mu m$  (Targett et al. 2013) e 5.5 mJy a  $\lambda \sim 500 \mu m$ , ossia circa 2 dex peggiori di quelle di ALMA (si veda il paragrafo 4.1).

Sfruttando l'accuratezza con cui viene determinata la posizione delle sorgenti ALMA e la profondità delle immagini ottenute con l'HST, Dunlop et al. (2016) hanno identificato 16 sorgenti ALMA nell'ottico entro un raggio di ricerca di 0.5 arcsec. Come risultato hanno ottenuto un campione costituito da 16 oggetti con  $\langle z \rangle \simeq 2.15$ : 13 hanno  $z$  compreso tra 1 e 3, mentre gli altri oggetti mostrano un  $z > 3$  (una sorgente è a  $z \sim 5$ ).

### 4.1.3 I cataloghi AzTEC-LABOCA

Di seguito si descrive brevemente in cosa consistono i lavori di ricerca di Targett et al. (2013) e Yun et al. (2012), per poi spiegare il metodo che gli autori hanno



#### 4.1. CATALOGHI FOTOMETRICI MULTIBANDA NEL CAMPO GOODS-S67

utilizzato per associare la fotometria ottica ai dati (sub-)millimetrici.

Targett et al. (2013) hanno studiato le proprietà di un campione di galassie (sub-)millimetriche nel campo GOODS-S, sfruttando le immagini infrarosse nelle bande J ed H della WFC3 su HST ottenute nella Cosmic Assembly Near-IR Deep Extragalactic Legacy Survey (CANDELS). Per determinare le controparti delle sorgenti (sub-)millimetriche (LABOCA ed AzTEC) hanno sfruttato le immagini radio profonde a 1.4 GHz del VLA e le immagini *Spitzer* a  $8 \mu m$  (Infrared Array Camera). Il metodo che hanno adottato per conoscere la posizione delle sorgenti (sub-)millimetriche, con la precisione necessaria per associarle univocamente ad una controparte ottica/NIR, si basa sulla identificazione di controparti statisticamente significative nelle immagini radio profonde a 1.4 GHz del VLA. Tale metodo funziona per tre ragioni principali: la prima è legata al fatto che le galassie star-forming producono una grande quantità di emissione di sincrotrone, da cui la ben conosciuta correlazione radio-IR per queste galassie (Condon 1992, review); la seconda si deve al fatto che, perfino nelle mappe radio più profonde a nostra disposizione, le sorgenti a 1.4 GHz hanno una densità superficiale sufficientemente bassa perchè le false associazioni entro un raggio di ricerca “ragionevole” siano statisticamente rare; infine, trovata una controparte radio sicura, la precisione spaziale del VLA, di circa 1 arcsec a 1.4 GHz, porta ad una controparte ottica/NIR non ambigua. Dunque, è necessario stabilire un livello accettabile di sicurezza statistica, che garantisca l’affidabilità dell’associazione.

L’incertezza sulla posizione delle sorgenti (sub-)millimetriche è data da (Targett et al. 2013)

$$\sigma_{pos}(= \Delta\alpha = \Delta\delta) = \frac{0.6\theta}{S/N} \quad (4.1)$$

dove  $\theta$  è il FWHM del *beam* (sub-)millimetrico e  $S/N$  è il rapporto segnale-rumore della sorgente (sub-)millimetrica. Il raggio di ricerca  $R_s$  è stato definito in modo tale che vi sia il 95% di probabilità che la vera posizione della sorgente sia entro  $R_s$  dal centroide della camera. Adottato un  $S/N = 3$ , Targett et al. hanno cercato le controparti con un raggio di ricerca  $R_s$  uguale ai  $2.5\sigma_{pos}$  di 15 arcsec, attorno alle sorgenti AzTEC, e pari ai  $2.5\sigma_{pos}$  di 10 arcsec attorno alle LABOCA.

Collocate tutte le potenziali controparti entro il raggio di ricerca, essi hanno calcolato la probabilità P che ogni potenziale controparte sia stata trovata casualmente, seguendo il metodo di Downes et al. (1986) noto come “P statistic”. Tutte le candidate controparti che si trovano alla stessa distanza dal centroide della camera hanno stessa P statistic.

Dato che P rappresenta la probabilità che l’associazione osservata sia esclusivamente dovuta al caso, un basso valore di P implica che vi sia almeno una qualche relazione tra la sorgente radio e quella (sub-)millimetrica, pur non provando che le due sorgenti siano effettivamente attribuibili allo stesso oggetto. Tuttavia, la

bassa densità superficiale di sorgenti radio, la buona precisione spaziale del VLA, e l'evidenza fisica del fatto che galassie star-forming ricche di polvere producono un'intensa radiazione di sincrotrone (vedi sopra), assicurano l'affidabilità di questo metodo. Le controparti con P statistic minori di 0.05 sono ritenute delle buone associazioni, mentre quelle con  $0.05 < P < 0.20$  si ritengono incerte.

In caso di assenza della sorgente radio, Targett et al. hanno cercato le controparti delle sorgenti (sub-)millimetriche tra le sorgenti *Spitzer* a  $8 \mu m$  che si trovavano entro il raggio di ricerca, definito dalla (4.1), usando lo stesso approccio adottato per le controparti radio. Per  $z > 1$ , l'affidabilità di questo metodo è garantita dal fatto che le SMG sono le più massive. Inoltre, anche a  $z \simeq 4$ , la banda osservata a  $8 \mu m$  campiona la SED *rest frame* delle galassie vicino al picco di emissione della popolazione stellare che domina in massa ( $\lambda_{rest} \simeq 1.6 \mu m$ ).

Le galassie del campione di Targett et al. si collocano tutte nell'intervallo di redshift  $1 < z < 3$ .

Yun et al. (2012) studiano le proprietà fisiche di 48 sorgenti scoperte nel campo GOODS-S mediante una *survey* profonda condotta con AzTEC a  $\lambda = 1.1 mm$ . Le controparti delle sorgenti osservate dalla camera AzTEC sono state individuate grazie alla disponibilità di osservazioni profonde nel continuo radio a 1.4 GHz (VLA), di dati MIPS/Spitzer a  $24 \mu m$  e di immagini a  $870 \mu m$  della camera LABOCA, mediante lo stesso metodo adottato da Targett et al. (2013), appena descritto. Tuttavia, diversi studi delle immagini interferometriche di SMG nel continuo (sub-)millimetrico (e.g., Younger et al. 2009, Wang et al. 2011) hanno mostrato che, se, da un lato, tutte le sorgenti sono rintracciate nelle bande IRAC a 3.6 e  $4.5 \mu m$ , dall'altro le loro controparti radio e MIPS a  $24 \mu m$  non sempre sono disponibili, anche nei cataloghi migliori a nostra disposizione. Così, sempre per identificare le controparti delle SMG, Yun et al. hanno messo a punto anche un metodo alternativo che sfrutta i dati IRAC/Spitzer a lunghezze d'onda comprese tra i 3.6 e gli  $8.0 \mu m$  e il caratteristico colore rosso di queste sorgenti in tali bande, la cui origine sembra essere riconducibile alle popolazioni stellari giovani oscurate dalla polvere interstellare (Yun et al. 2008). Inoltre, gli oggetti con un colore IRAC rosso sono rari ( $\sim 1 \text{ arcmin}^{-2}$  per  $[3.6] - [4.5] \geq 0.0$ ) e si distinguono dal grande numero di galassie più vicine caratterizzate da un colore IRAC blu. Entrambe queste qualità sono state sfruttate con successo per distinguere le candidate controparti delle SMG. Per valutare la P statistic delle controparti IRAC, Yun et al. hanno usato la densità in numero delle sorgenti IRAC con  $[3.6] - [4.5] \geq 0.0$ ,  $(S/N)_{3.6} > 4$  e  $S_{3.6} > 1 \mu m$ .

Analizzando la distribuzione di energia spettrale UV-to-optical e IR-to-radio, Yun et al. (2012) hanno ricavato i redshift fotometrici delle galassie del loro campione. Il redshift medio è  $\simeq 2.6$ .

## 4.2 La selezione del campione

I dati (sub-)millimetrici sono fondamentali per vincolare al meglio l'emissione termica della polvere delle galassie ad alto redshift. Questo per due ragioni principali. La prima è legata all'espansione dell'Universo, la quale fa sì che l'emissione nel lontano infrarosso degli oggetti distanti sia redshiftata alle lunghezze d'onda della banda (sub-)millimetrica. In figura 4.3, è rappresentato lo spostamento della SED, normalizzata a  $\text{SFR} = 1 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , di una galassia star-forming oscurata da polvere al crescere di  $z$ . Qui, inoltre, sono evidenziate le lunghezze d'onda campionate dai principali strumenti FIR/sub-mm attualmente in uso, tra cui anche alcuni di quelli usati in questo lavoro di tesi (SPIRE/Herschel, AzTEC e ALMA).

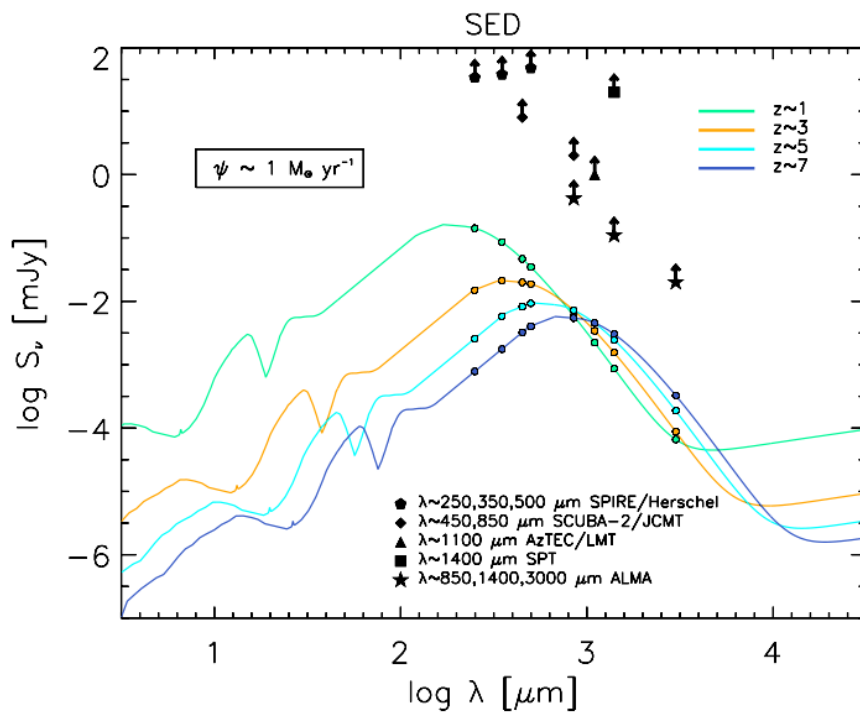


Figura 4.3: SED di una tipica galassia star-forming oscurata da polvere ad alto  $z$ , posta a  $z \sim 1$  (verde), 3 (arancione), 5 (ciano), e 7 (blu), normalizzata a  $\text{SFR} = 1 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  nel range  $\lambda \sim 3 - 1100 \mu\text{m}$ . I simboli colorati mostrano i valori della SED alle diverse  $\lambda$  operative di vari strumenti: SPIRE/Herschel (cerchi), SCUBA-2 (diamanti), AzTEC (triangoli), SPT (quadrati), e ALMA (stelle). Le corrispondenti sensibilità a  $5\sigma$  sono mostrate dai simboli neri con le frecce - *Mancuso et al. 2016a*.

La seconda ragione dell'importanza dei dati (sub-)millimetrici è legata alla forte correzione  $k$  negativa che interessa la SED delle SMG a queste  $\lambda$ , la quale rende le osservazioni in tale banda dello spettro elettromagnetico uno strumento imprescindibile per lo studio delle galassie star-forming a  $z \gtrsim 2$ .

Questi sono i motivi per cui si è scelto di selezionare gli oggetti del campione a partire dal catalogo ALMA (Dunlop et al. 2016) e dai cataloghi AzTEC-LABOCA (Yun et al. 2012, Targett et al. 2013). A queste sorgenti è stata associata la fotometria ottica-NIR (del catalogo GOODS-MUSIC) ed Herschel (Magnelli et al. 2013). Si noti che per le associazioni effettuate in questa sede sono stati considerati solo gli oggetti che hanno almeno un’osservazione in una delle bande Herschel.

#### 4.2.1 Associazione delle sorgenti ALMA con le sorgenti ottiche-Herschel

Dei 27 oggetti presenti nel campione, 10 fanno parte delle 16 sorgenti individuate con ALMA a  $\lambda = 1.3\text{ mm}$  nel HUDF (in verde in figura 4.2) e studiate da Dunlop et al. (2016). Queste 10 sorgenti sono il risultato dell’associazione con il campione GOODS-MUSIC, arricchito della fotometria MIPS, PACS e SPIRE. L’associazione delle sorgenti ALMA con le sorgenti del catalogo GOODS-MUSIC - Herschel è stata effettuata con TOPCAT (Tool for OPERations on Catalogues And Tables). TOPCAT è un editor interattivo di tabelle dati: esso consente all’utente di gestirle, di modificarle e di visualizzarle graficamente e fornisce vari strumenti per l’analisi dei dati (tra cui il *match*, usato in questa sede).

Lo scopo è quello di individuare le controparti del campione di Dunlop et al. (2016) nel catalogo GOODS-MUSIC - Herschel (Magnelli et al. 2013), se presenti. In vista di ciò, si sono confrontate le coordinate celesti associate ad ogni oggetto Dunlop con quelle delle sorgenti ottiche-Herschel e, mediante lo *sky match* di TOPCAT, ad ogni oggetto sono state associate le sue possibili controparti per raggi di ricerca crescenti. In questa sede, per “raggio di ricerca” si intende la separazione angolare massima tra le sorgenti dei due cataloghi affinché esse possano essere considerate due immagini dello stesso oggetto a  $\lambda$  diverse. Il raggio di ricerca ottimale è quello che massimizza le coppie vere e che rende minime le false associazioni. Esso dipende principalmente da tre quantità fisiche: la risoluzione dell’immagine (Point Spread Function, PSF), che varia a seconda dello strumento usato per la raccolta dei dati; la lunghezza d’onda d’osservazione, poichè l’emissione di un oggetto, in genere, non è spazialmente uniforme per ogni  $\lambda$ ; il redshift, in quanto, a parità di raggio, si trova un numero crescente di controparti al crescere dell’intervallo di  $z$  considerato. Il risultato ottenuto, in figura (4.4), mostra chiaramente un picco a piccoli raggi e una crescita a distanze maggiori dovute alla presenza di false associazioni. Come raggio ottimale si è scelto  $d = 1.3$  arcsec, ossia la distanza che corrisponde al primo picco. Le 11 coppie ottenute dall’associazione (riportate in tabella 4.1 e rappresentate in figura 4.5) sono state verificate confrontando i redshift dei due cataloghi: in generale si è osservata una buona concordanza (in più della metà dei casi alla prima cifra decimale). Solo la coppia ID MUSIC 70186 – ID

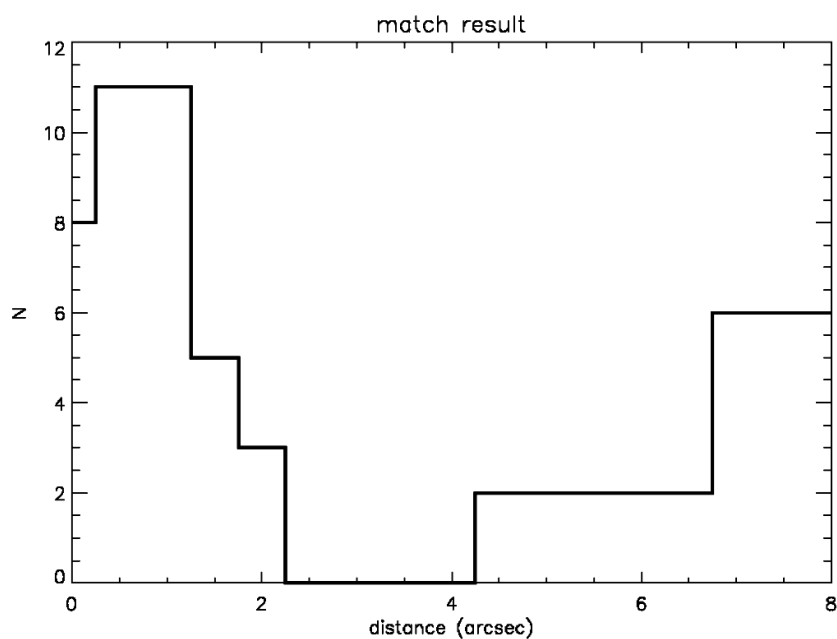


Figura 4.4: Istogramma non cumulativo del numero di coppie ottenute dal match tra il catalogo Dunlop e il GOODS-MUSIC in funzione della distanza dalla sorgente Dunlop.

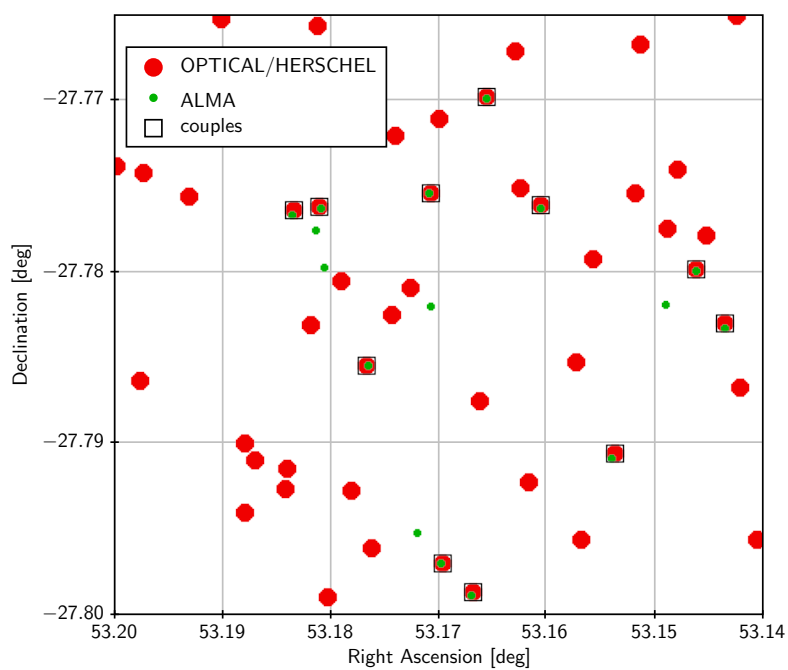


Figura 4.5: In rosso (cerchi grandi) sono riportate le sorgenti ottiche - Herschel e in verde (cerchi piccoli) quelle ALMA; i quadrati mostrano le coppie che si ottengono dall'associazione realizzata con TOPCAT.

ID MUSIC	ID ALMA	$z$ MUSIC	$z$ ALMA	$z$	$d$ [arcsec]
11006	UDF1	2.688	3.00	2.688	1.10
11021	UDF3	2.55	2.541	2.55	0.61
70186	UDF4	3.87	2.43	3.87	0.48
9865	UDF5	1.318	1.759	1.318	1.29
10515	UDF6	1.5925	1.411	1.411	1.01
11583	UDF8	1.552	1.552	1.552	0.39
<b>10994</b>	<b>UDF9</b>	<b>0.61</b>	<b>0.667</b>	<b>0.61</b>	<b>0.46</b>
9425	UDF10	2.19	2.086	2.19	0.44
9261	UDF11	1.998	1.996	1.998	0.64
10769	UDF13	2.73	2.497	2.73	0.34
10263	UDF16	1.3142	1.314	1.31	0.20

Tabella 4.1: La tabella mostra le 11 coppie ottenute dall’associazione, i rispettivi redshift, i redshift adottati, e la loro separazione in secondi d’arco. L’oggetto evidenziato in grassetto è stato escluso dal campione.

ALMA UDF4 mostra una non trascurabile differenza in redshift ( $\Delta z = 1.44$ ). Tuttavia, essendo entrambi redshift fotometrici, si è deciso di accettare anche questo risultato. I redshift adottati in questo lavoro di tesi sono riportati nella colonna “ $z$ ”. Questi sono stati scelti confrontando i valori di  $z$  del catalogo GOODS-MUSIC e di Dunlop et al. (2016) con quelli di Delvecchio et al. (2015). In assenza di redshift spettroscopico, è stato adottato il redshift fotometrico migliore.

Si noti che, nella regione di sovrapposizione dei cataloghi GOODS-MUSIC - Herschel e ALMA, il 70% delle sorgenti (sub-)millimetriche ha controparte multi-banda.

La galassia identificata dalla coppia ID MUSIC 10994 – ID ALMA UDF9 è stata scartata, poichè si tratta di una sorgente locale ( $z < 1$ ).

#### 4.2.2 Associazione delle sorgenti AzTEC-LABOCA con le sorgenti ottiche-Herschel

Le restanti 17 sorgenti (sub-)millimetriche delle 27 studiate in questo lavoro di tesi sono state prese dai campioni (selezionati nel sub-mm) studiati da Targett et al. (2013) e da Yun et al. (2012). Anzichè avere il dato ALMA a  $1.3\text{ mm}$ , 3 di esse hanno un’osservazione LABOCA a  $8.7\ \mu\text{m}$ , 10 una AzTEC a  $1.1\ \mu\text{m}$  e le restanti 4 le hanno entrambe. Gli oggetti sono stati selezionati confrontando le coordinate celesti delle controparti ottiche dei campioni di Targett et al. (2013)

e Yun et al. (2012) con quelle ACS-Z degli oggetti del catalogo GOODS-MUSIC, effettuando uno *sky match* con TOPCAT, in maniera analoga a quanto descritto nel paragrafo 4.2.1. Dato che il *beam* di AzTEC e LABOCA è maggiore di quello delle camere ottiche/NIR di HST (si veda paragrafo 4.1.2), come coordinate celesti delle sorgenti sub-mm si sono considerate quelle CANDELS, per gli oggetti di Targett et al. (2013), e quelle *Spitzer* per gli oggetti di Yun et al. (2012). Nel primo caso, si è adottato un raggio di ricerca pari a 1.5 arcsec, nel secondo, il raggio di ricerca è stato preso uguale a 3.0 arcsec, visto la dimensione maggiore del *beam* di *Spitzer* rispetto quello dell'HST. Dunque, in quest'ultimo caso le associazioni sono più incerte. Inoltre, per quanto riguarda gli oggetti di Yun et al., il *match* non è stato effettuato con tutte le sorgenti *Spitzer*, ma sono state preselezionate solo quelle con una *detection* a 1.1 mm e/o  $870 \mu\text{m}$ .

In questo modo, si sono individuate 19 associazioni, su 28 sorgenti sub-mm presenti nella regione di sovrapposizione dei cataloghi GOODS-MUSIC - Herschel e AzTEC-LABOCA. Si noti che circa il 70% degli oggetti ha controparte multi-

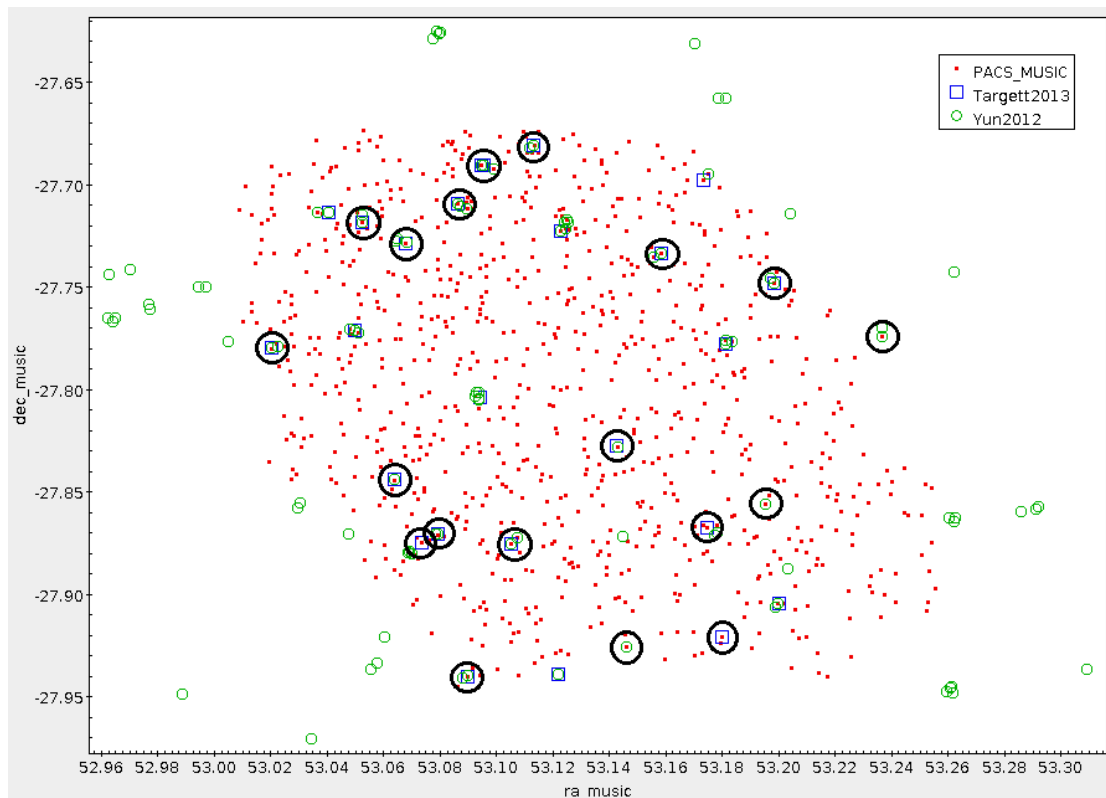


Figura 4.6: In rosso (punti) sono riportate le sorgenti ottiche-Herschel e in verde (cerchi vuoti) quelle di Yun et al. (2012), in blu (quadrati) quelle di Targett et al. (2013). Le coppie che si ottengono dall'associazione realizzata con TOPCAT sono evidenziate con i cerchi neri.

ID MUSIC	ID AzTEC/ LABOCA	$z$ MUSIC	$z$ Yun/ Targett	$z$
136	AzTEC.GS23	2.531	2.073	2.531
<b>555</b>	<b>AzTEC.GS20.a</b>	<b>0.04</b>	<b>0.037</b>	<b>0.04</b>
899	LESSJ033243	2.45	2.122	2.45
3698	LESSJ033217	1.0979	1.098	1.0979
4099	AzTECGS2.1.a	2.44	2.13	2.44
4302	AzTEC.GS28	3.61	3.607	3.61
5083	AzTEC.GS25	2.292	2.292	2.292
<b>5744</b>	<b>AzTEC.GS11</b>	<b>0.246</b>	<b>1.69</b>	<b>0.246</b>
7280	AzTEC.GS24	3.595	2.18	3.595
10764	AzTEC.GS08	1.896	2.04	1.896
11224	AzTEC.GS37	1.196	-	1.196
13175	AzTEC.GS21	1.91	1.91	1.91
15959	AzTEC.GS30	2.2	1.57	2.2
17746	AzTEC.GS35	3.2357	2.17	3.2357
70014	AzTEC.GS19	2.05	1.83	2.05
70066	AzTEC.GS22	2.09	1.860	2.09
70081	AzTEC.GS26	2.3	2.0	2.3
70091	AzTEC.GS16	3.417	1.80	3.417
70449	AzTEC.GS06	2.92	2.13	2.92

Tabella 4.2: La tabella mostra le 19 coppie ottenute dal match tra il catalogo GOODS-MUSIC e le controparti ottiche delle sorgenti (sub-)millimetriche AzTEC e LABOCA a 1.1 mm e 870  $\mu m$  da Targett et al. (2013) e Yun et al. (2012), e i loro redshift MUSIC e quelli assunti nei due articoli di riferimento. Nell'ultima colonna si riporta il redshift adottato in questa tesi. I due oggetti in grassetto sono stati esclusi dal campione.

banda. Le coppie sono rappresentate in figura 4.6. In caso di associazioni multiple, è stata considerata la controparte più vicina.

In tabella 4.2 si riportano gli ID MUSIC e gli ID AzTEC/LABOCA, i redshift dei due cataloghi e quelli assunti in questa tesi. Questi ultimi sono stati scelti confrontando i valori di  $z$  del catalogo GOODS-MUSIC e di Dunlop et al. (2016) con quelli di Delvecchio et al. (2015). In assenza di redshift spettroscopico, è stato adottato il redshift fotometrico migliore.

I due oggetti in grassetto sono sorgenti locali e per questo sono stati esclusi dallo studio condotto in questo lavoro di tesi.



### 4.3 Il campione finale

Per la selezione del campione siamo partiti da osservazioni (sub-)millimetriche con tre diversi strumenti: l'interferometro ALMA, a  $1.3\text{ mm}$ ; la camera AzTEC/ASTE, a  $1.1\text{ mm}$ ; la camera LABOCA/APEX, a  $870\text{ }\mu\text{m}$ . Alle sorgenti (sub-)millimetriche sono state associate le controparti ottiche (dal catalogo GOODS-MUSIC), osservate anche nel lontano infrarosso con *Herschel*. Il nostro campione si compone di 27 sorgenti ad alto redshift, di cui 10 con dati ALMA, 3 con dati LABOCA, 10 con dati AzTEC e 4 con dati AzTEC e LABOCA. Il redshift medio del campione è  $\simeq 2.3$  e la distribuzione in  $z$  degli oggetti è rappresentata in figura 4.7.

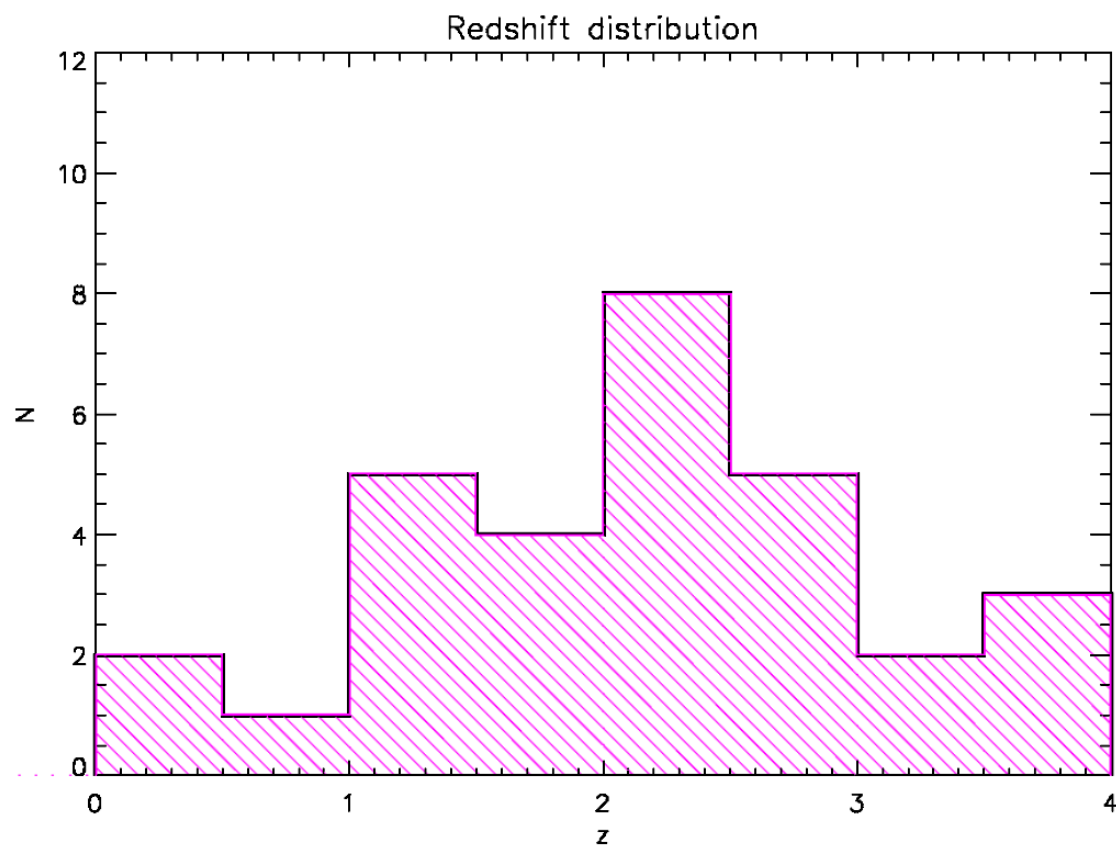


Figura 4.7: Distribuzione in redshift degli oggetti del campione.



# Capitolo 5

## Risultati statistici

Nei capitoli precedenti si è sottolineata l'importanza astrofisica dell'emissione termica della polvere, tracciante dell'attività di formazione stellare delle galassie e dunque della loro evoluzione. L'emissione termica nel lontano infrarosso è ben descritta dal corpo nero modificato da un fattore esponenziale, che dipende dall'opacità  $\tau_\nu$  della polvere stessa: ricavarne i parametri principali quali la temperatura e l'indice di emissività  $\beta^1$  (che rientra nella definizione di  $\tau_\nu$ ) permette di stimare la massa di polvere presente nelle galassie e il loro tasso di formazione stellare (si veda il capitolo 2). Come descritto ampiamente nel primo capitolo, la massa di polvere e il tasso di formazione stellare sono fondamentali per porre dei vincoli sulle modalità di formazione delle stelle e sulla storia evolutiva delle galassie.

Si è già detto che la frequenza  $\nu_0$ , che rientra nella definizione di  $\tau_\nu$  (equazione 3.2), definisce due diversi regimi: il regime otticamente sottile, per  $\tau_\nu \ll 1$ , e il regime otticamente spesso, per cui si ha  $\tau_\nu \gg 1$ , dove il corpo nero modificato (detto anche corpo grigio) si riduce al corpo nero. Dato il largo impiego dell'approssimazione otticamente sottile in letteratura, si è deciso di adottare anche questa funzione, oltre a quella di corpo grigio senza approssimazione, per effettuare il fit dell'emissione termica della polvere delle 27 galassie del campione (descritto nel capitolo 4), e di valutarne gli effetti sulla stima della temperatura e della massa di polvere.

In appendice A si riportano le SED delle galassie del campione, le curve di *best fit* e i grafici dei residui. Di seguito, si presentano i risultati, in termini statistici e fisici, ottenuti dal fit (effettuato seguendo il metodo descritto nel capitolo 3) ed alcuni esempi di SED.

---

<sup>1</sup>In questo lavoro di tesi si è scelto di fissare  $\beta = 2$ , un valore largamente usato in letteratura (si veda il capitolo 3), per evitare di avere fit degeneri.

## 5.1 Fit dell'emissione termica della polvere

### 5.1.1 Bontà del fit

Per valutare la bontà dei fit si è utilizzato il test del chi quadro<sup>2</sup>, riformulato in termini del chi quadro ridotto ( $\chi_r^2 = \chi^2/\nu$ , dove  $\nu$  rappresenta i gradi di libertà). Secondo questo test, dato un fit su dei dati con errore associato, il  $\chi_r^2$  ha un valore di aspettazione pari ad 1. Valori del  $\chi_r^2$  molto maggiori di 1 sono il risultato di importanti deviazioni dalla distribuzione assunta, e potrebbero indicare un errore nell'assegnazione delle incertezze o una scelta poco adeguata della funzione di fit. Anche valori di  $\chi_r^2$  molto inferiori ad 1 sono sospetti: in questo caso, il modello passa quasi perfettamente sui dati e ciò può voler dire che il problema non è sufficientemente vincolato.

Calcolato il  $\chi_r^2$ , abbiamo determinato la probabilità  $P_\nu(\chi^2; \nu)$  di osservare un valore del  $\chi_r^2$  uguale o maggiore di quello calcolato, ovvero di ottenere un fit peggiore (questo significa che i fit migliori corrispondono ad alti valori di  $P_\nu$ ). Per far ciò, si sono sfruttati i valori tabulati in Appendice B (per i dettagli si veda il testo *Data reduction and error analysis*, Bevington-Robinson, in bibliografia). Se  $P_\nu < 0.05$  il disaccordo tra i dati osservati e il loro valore atteso è significativo, mentre se  $P_\nu < 0.01$  il disaccordo è altamente significativo ed il fit va rigettato.

In tabella 5.1, per ogni oggetto, si riportano i gradi di libertà, i  $\chi_r^2$  e le probabilità  $P_\nu(\chi^2; \nu)$  di ottenere un fit peggiore, distinguendo i valori ottenuti usando il corpo grigio e la sua approssimazione otticamente sottile (equazioni 3.1 e 3.3). I fit che mostrano un disaccordo altamente significativo sono evidenziati col colore rosso in tutte le tabelle del capitolo. Tali dati non sono stati esclusi dal campione, ma vengono trattati nella tesi con uno speciale riguardo. L'oggetto 9425 non ha alcun valore corrispondente, poichè il numero di dati fotometrici a disposizione (uguale al numero dei parametri liberi della funzione di fit) non è sufficiente per effettuare il fit.

Per prima cosa, si è scelto di confrontare la bontà dei fit effettuati con il corpo grigio e con la sua approssimazione otticamente sottile. Le mediane dei chi quadro ridotti sono  $2 \pm 2$  per il corpo grigio approssimato e  $0.9 \pm 0.7$  per il corpo grigio non approssimato, mentre quelle delle  $P_\nu$  sono rispettivamente  $0.10 \pm 0.05$  e  $0.50 \pm 0.06$ . Come ci si aspetta, il corpo grigio non approssimato descrive meglio l'emissione termica della polvere interstellare. Questo si può facilmente notare anche dalla distribuzione in figura 5.1: il numero di oggetti che hanno un  $\chi_r^2 \leq 1$  è nettamente superiore per i fit che usano la funzione di corpo grigio non approssimata (16 su 26 contro 4 su 26). Inoltre, i valori in tabella 5.1 mostrano chiaramente che il numero

---

<sup>2</sup>Il chi quadro  $\chi^2 = \sum_i \frac{(y_{obs,i} - y_{mod,i})^2}{E_i}$  (dove  $y_{obs,i}$  sono i dati osservati,  $y_{mod,i}$  i dati attesi e  $E_i$  gli errori) è un indicatore dell'accordo tra la distribuzione osservata e quella attesa.

ID MUSIC	$\nu$	optically thin		grey body	
		$\chi_r^2$	$P_\nu(\chi^2; \nu)$	$\chi_r^2$	$P_\nu(\chi^2; \nu)$
11006	4	2.83	0.02	1.01	0.40
11021	1	<b>35.51</b>	<b><math>\ll 0.001</math></b>	0.40	0.50
70186	1	0.93	0.30	0.002	0.90
9865	3	2.68	0.05	1.93	0.10
10515	4	1.59	0.20	0.51	0.70
11583	3	1.82	0.30	0.46	0.70
9425	0	0	0	0	0
9261	3	1.11	0.30	0.22	0.90
10769	1	0.06	0.80	0.41	0.50
10263	2	1.64	0.20	0.53	0.60
136	1	<b>8.40</b>	<b>0.001</b>	1.35	0.20
899	4	1.36	0.20	0.23	0.90
3698	4	3.17	0.01	2.31	0.05
4099	5	2.09	0.05	0.92	0.40
4302	2	0.71	0.50	0.49	0.60
5083	5	<b>5.25</b>	<b><math>&lt; 0.001</math></b>	1.80	0.10
7280	2	3.38	0.20	0.02	0.98
10764	6	1.52	0.20	0.85	0.50
11224	3	3.82	0.01	3.89	0.01
13175	4	2.19	0.10	0.99	0.40
15959	3	2.50	0.10	1.23	0.30
17746	2	0.97	0.40	0.0003	0.99
70014	1	<b>23.59</b>	<b><math>\ll 0.001</math></b>	<b>13.73</b>	<b><math>&lt; 0.001</math></b>
70066	2	3.20	0.05	2.14	0.10
70081	2	2.66	0.05	1.50	0.20
70091	2	1.15	0.30	0.05	0.95
70449	5	2.32	0.05	1.00	0.50

Tabella 5.1: La tabella riporta i valori di  $\chi_r^2$  e della probabilità  $P_\nu(\chi^2; \nu)$  per i fit di ogni oggetto del campione, distinguendo tra quello effettuato in approssimazione otticamente sottile (optically thin) e quello che usa la funzione non approssimata (grey body). I fit con disaccordo altamente significativo sono riportati in rosso: tra questi sono evidenziati col grassetto i 2 con  $P_\nu \ll 0.001$ . La stessa notazione verrà mantenuta in tutte le tabelle. Ogni oggetto è identificato mediante l'ID con cui compare nel catalogo GOODS-MUSIC: gli oggetti con dato ALMA (Dunlop et al. 2016) sono riportati per primi e separati con una doppia riga orizzontale da quelli con dato AzTEC e/o LABOCA (Yun et al. 2011, Targett et al. 2013). Questa distinzione sarà mantenuta in tutte le tabelle del capitolo.

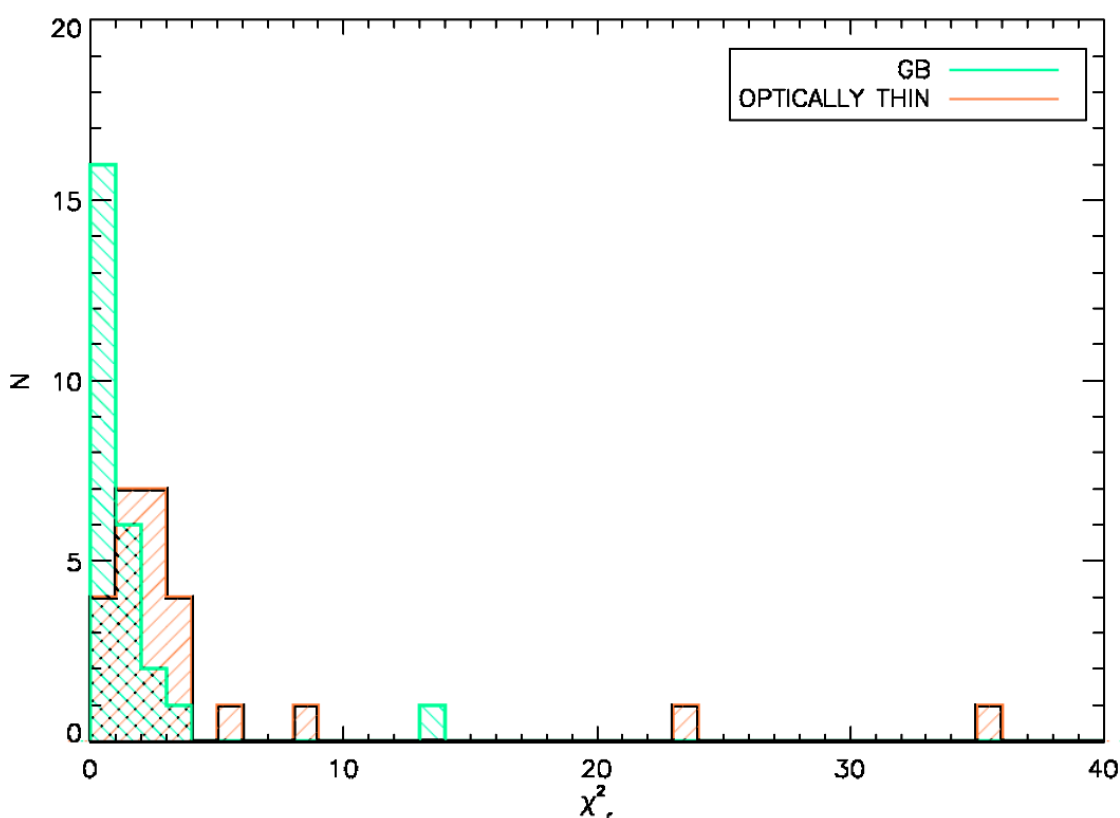


Figura 5.1: Distribuzione dei  $\chi_r^2$  per gli oggetti del campione, differenziando per la funzione di fit utilizzata: in verde si rappresenta il corpo grigio (GB), in rosso il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (optically thin).

di fit con disaccordo altamente significativo è maggiore nel caso si usi la funzione approssimata: su 26 fit, 4 mostrano una  $P_\nu < 0.01$  contro 1 solo fit nel caso si usi il corpo grigio non approssimato. Se consideriamo i fit con disaccordo significativo ( $P_\nu < 0.05$ ), il numero cresce fino a 7 su 26 nel caso approssimato e solo fino a 2 su 26 per il caso non approssimato. Infine, la maggior parte dei fit con  $\chi_r^2 > 1$  (tutti tranne due: ID MUSIC 11224 e 70014) che usano il corpo grigio non approssimato (in tutto sono 10 su 26) mostrano una  $P_\nu \geq 0.05$ , perciò si possono considerare affidabili.

Di seguito vengono analizzati in dettaglio i risultati ottenuti per: ID MUSIC 70014, unico oggetto del campione che ha valori di  $\chi_r^2 \gg 1$  e  $P_\nu \ll 0.001$  per entrambi i fit; ID MUSIC 11021, che mostra un  $\chi_r^2 \gg 1$  e una  $P_\nu \ll 0.001$  solo per il fit effettuato con il corpo grigio approssimato; ID MUSIC 17746, per cui entrambi i fit sono buoni, in particolare quello effettuato col corpo grigio non approssimato ha un  $\chi_r^2 \ll 1$  ed una  $P_\nu > 0.90$ .

Prima di procedere, si noti (tabella 5.1) che i fit con  $P_\nu > 0.90$  sono tutti

ottenuti con il corpo grigio non approssimato, mentre i 2 con  $P_\nu \ll 0.001$  usano l'approssimazione otticamente sottile. Inoltre, nessuno degli oggetti con dato ALMA ha un  $\chi_r^2$  talmente basso da dare una  $P_\nu > 0.90$ : probabilmente, questo si deve al fatto che gli errori delle osservazioni ALMA sono, in media, più bassi di un ordine di grandezza di quelli delle osservazioni AzTEC/LABOCA, dunque danno un contributo maggiore nel calcolo del  $\chi^2$ .

### ID MUSIC 70014

ID MUSIC 70014 è l'unico oggetto del campione con  $\chi_r^2 \gg 1$  e  $P_\nu < 0.001$ , sia se il fit viene effettuato con il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile ( $\chi_r^2 \simeq 23.59$ ), sia se si usa la funzione non approssimata ( $\chi_r^2 \simeq 13.73$ ).

In figura 5.2 si mostrano le curve di *best fit* in approssimazione otticamente sottile (rosso) e nel caso non approssimato (verde). Sotto le SED della galassia, sono riportati i rispettivi  $\chi_r^2$  e i grafici dei residui, che rappresentano le deviazioni dei dati osservati ( $Flux_{OBS}$ ) dai valori aspettati ( $Flux_{FIT}$ ).

Per prima cosa, si noti che questo oggetto ha solamente tre punti fotometrici: i dati PACS-Herschel a  $100 \mu m$  e  $160 \mu m$  ed il dato AzTEC-ASTE a  $1.1 mm$  (mancano le osservazioni SPIRE-Herschel a  $250$ ,  $350$  e  $500 \mu m$  e la LABOCA-APEX a  $870 \mu m$  perchè il flusso dell'oggetto, a queste lunghezze d'onda, è inferiore al flusso limite delle camere). Inoltre, se ci focalizziamo sul fit realizzato in regime otticamente sottile, si può notare che l'osservazione AzTEC a  $1.1 mm$ , che è quella con errore più piccolo ( $E_{1.1 mm} \simeq \pm 500 \mu Jy$  mentre  $E_{100 \mu m} \simeq \pm 730 \mu Jy$  ed  $E_{160 \mu m} \simeq \pm 850 \mu Jy$ ), mostra la deviazione più grande dalla curva di *best fit* (si veda il grafico dei residui):  $\Delta_{1.1 mm} \simeq 2422 \mu Jy$  contro  $\Delta_{100 \mu m} \simeq 193 \mu Jy$  e  $\Delta_{160 \mu m} \simeq 191 \mu Jy$ . Per quanto detto sopra, è evidente che tutti questi fattori contribuiscono in maniera significativa al valore molto alto del  $\chi_r^2$  ( $\simeq 23.59$ ).

Ora, si consideri il risultato ottenuto usando come funzione di fit il corpo grigio non approssimato. Nonostante i dati fotometrici siano gli stessi del caso precedente, il valore del  $\chi_r^2$  è quasi dimezzato ( $\simeq 13.73$ ), dando conferma del fatto che la funzione non approssimata riesce a descrivere meglio l'emissione termica della polvere. Guardando il grafico dei residui, si capisce immediatamente che la diminuzione del  $\chi_r^2$  si deve ad un ridimensionamento della deviazione del dato a  $1.1 mm$  ( $\Delta_{1.1 mm} \simeq 1760 \mu Jy$ ) con errore più piccolo, a scapito di quelle degli altri due dati che aumentano ( $\Delta_{100 \mu m} \simeq 668 \mu Jy$  e  $\Delta_{160 \mu m} \simeq 610 \mu Jy$ ), pur rimanendo confrontabili con gli errori ad essi associati. Ciò nonostante, il  $\chi_r^2$  è ancora  $\gg 1$  ( $\simeq 13.73$ ), a causa della grande discordanza tra il dato a  $1.1 mm$  e la curva di *best fit*: l'errore associato alla misura non è abbastanza grande per bilanciare la deviazione (elevata al quadrato) che compare al numeratore del chi quadro, così il suo valore, e dunque anche quello del  $\chi_r^2$ , cresce in maniera quadraticamente proporzionale ad essa.

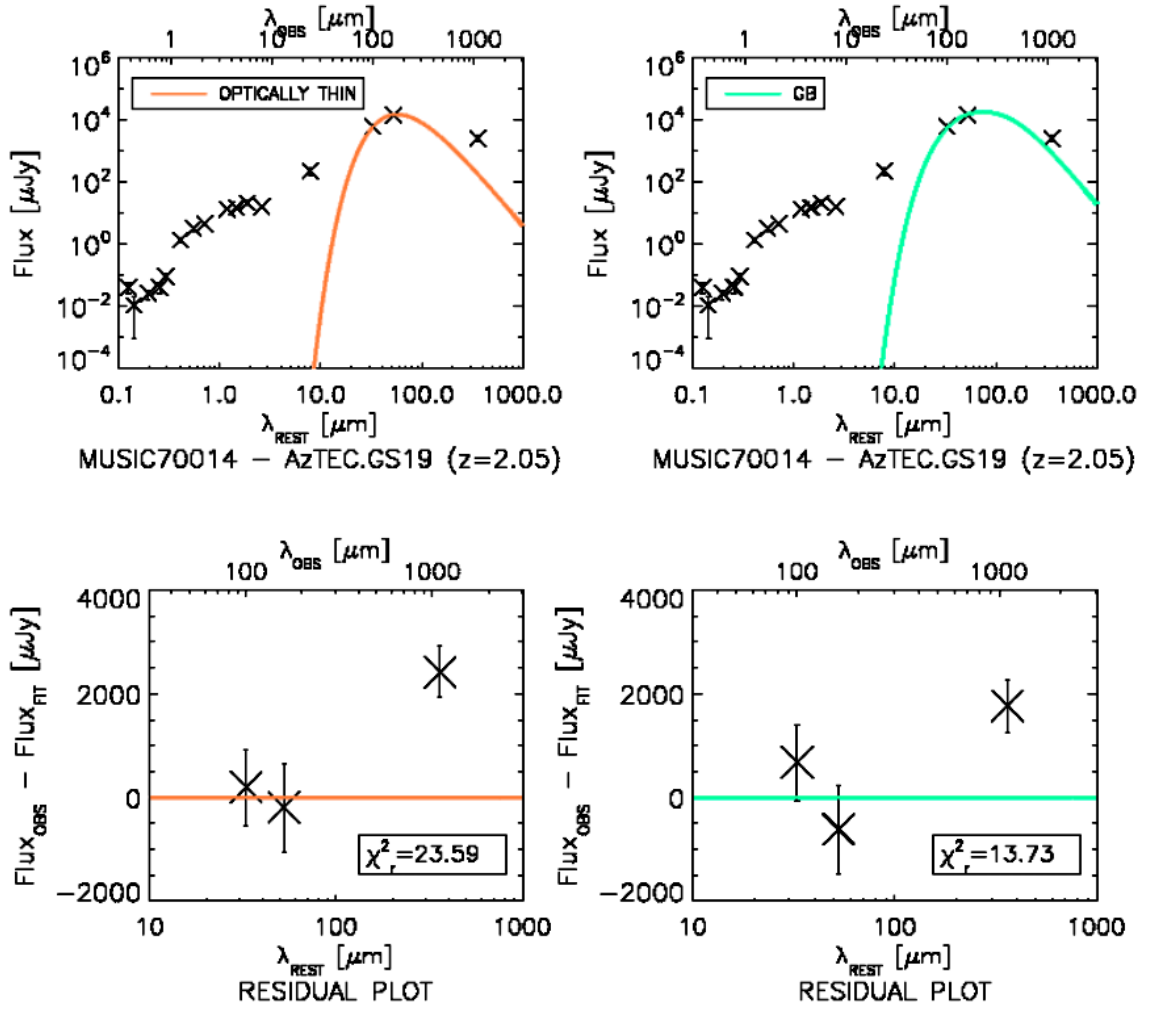


Figura 5.2: **ID MUSIC 70014** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). Per ogni grafico l'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

Osservando le due SED in figura 5.2 e le corrispondenti funzioni di *best fit*, sembra che il *bump* della polvere sia più largo di quanto le due funzioni riescano a riprodurre. L'origine fisica di questa evidenza risiede nel fatto che, in questo lavoro di tesi, si descrive l'emissione termica della polvere interstellare secondo un modello ad una temperatura, che a volte risulta dare una descrizione troppo semplicistica. La larghezza del *bump* di ID MUSIC 70014 potrebbe essere dovuta ad una distribuzione dei grani di polvere *multi-temperature*, mal descritta dalle



nostre funzioni di fit. Il fatto che il corpo grigio non approssimato (in verde) riesca a descrivere meglio l'emissione FIR dell'oggetto si deve alla sua forma funzionale, caratterizzata da una campana più larga di quella della sua approssimazione otticamente sottile, a parità di temperatura (crf. capitolo 3).

### ID MUSIC 11021

ID MUSIC 11021 è l'unico oggetto con dato ALMA ad avere un fit con  $\chi_r^2 \gg 1$  e  $P_\nu < 0.01$ . In particolare, questo si verifica per il fit effettuato con il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile, per cui si ha  $\chi_r^2 \simeq 35.51$ . Invece, il fit ottenuto con la funzione non approssimata ha un  $\chi_r^2 \simeq 0.40 < 1$  ed una  $P_\nu \simeq 0.50 > 0.01$ , perciò risulta completamente affidabile.

Si consideri, dunque, il fit ottenuto usando la funzione in approssimazione otticamente sottile (in rosso nella figura 5.3). Anche in questo caso, come per ID MUSIC 70014, il numero di dati fotometrici nel lontano IR è il minimo richiesto perchè si possa effettuare il fit (tre, dato che la funzione di fit ha due parametri liberi). Si tratta delle osservazioni PACS-Herschel a  $100 \mu m$  e  $160 \mu m$  e del dato ALMA a  $1.3 mm$ . Analogamente a quanto detto per ID MUSIC 70014, il flusso dell'oggetto a  $250$ ,  $350$  e  $500 \mu m$  (SPIRE-Herschel) è inferiore al flusso limite di SPIRE e quindi non abbiamo dati fotometrici in queste bande.

Il valore così alto del  $\chi_r^2$  è legato, principalmente, alla presenza di un dato (il PACS a  $100 \mu m$ ) che devia fortemente dalla curva di *best fit* ( $\Delta_{100 \mu m} \simeq 3197 \mu Jy$ ) e che ha un errore associato per nulla confrontabile con tale deviazione ( $E_{100 \mu m} \simeq \pm 571 \mu Jy$ ). Gli altri due dati hanno un errore associato confrontabile con la deviazione dalla curva di *best fit* ( $\Delta_{160 \mu m} \simeq 736 \mu Jy$  e  $\Delta_{870 \mu m} \simeq 145 \mu Jy$  contro  $E_{160 \mu m} \simeq \pm 637 \mu Jy$  e  $E_{1.3 mm} \simeq \pm 84 \mu Jy$ ): in caso contrario il valore del  $\chi_r^2$  sarebbe cresciuto ulteriormente.

Il fatto che il corpo grigio approssimato non riesca a riprodurre bene l'emissione della polvere si deve alla sua forma funzionale, che presenta un *bump* troppo stretto rispetto a quello dei dati. Invece, il corpo grigio non approssimato, caratterizzato da un picco più largo, riproduce bene le osservazioni (crf. capitolo 3). In questo caso, le deviazioni dei dati dalla curva di *best fit* ( $\Delta_{100 \mu m} \simeq 263 \mu m$ ,  $\Delta_{160 \mu m} \simeq 182 \mu Jy$  e  $\Delta_{870 \mu m} \simeq 28 \mu Jy$ ) cadono tutte entro l'errore associato e il  $\chi_r^2$  si riduce fino a 0.40.

### ID MUSIC 17746

Per ID MUSIC 17746 entrambi i fit sono accettabili. In particolare, il fit effettuato con la funzione di corpo grigio non approssimato, mostra un  $\chi_r^2 \simeq 0.0003 \ll 1$  ed una  $P_\nu \simeq 0.99 > 0.90$ . Questo si deve al fatto, ben visibile dal grafico dei residui (figura 5.4), che la curva di fit sembra passare perfettamente dai dati. In

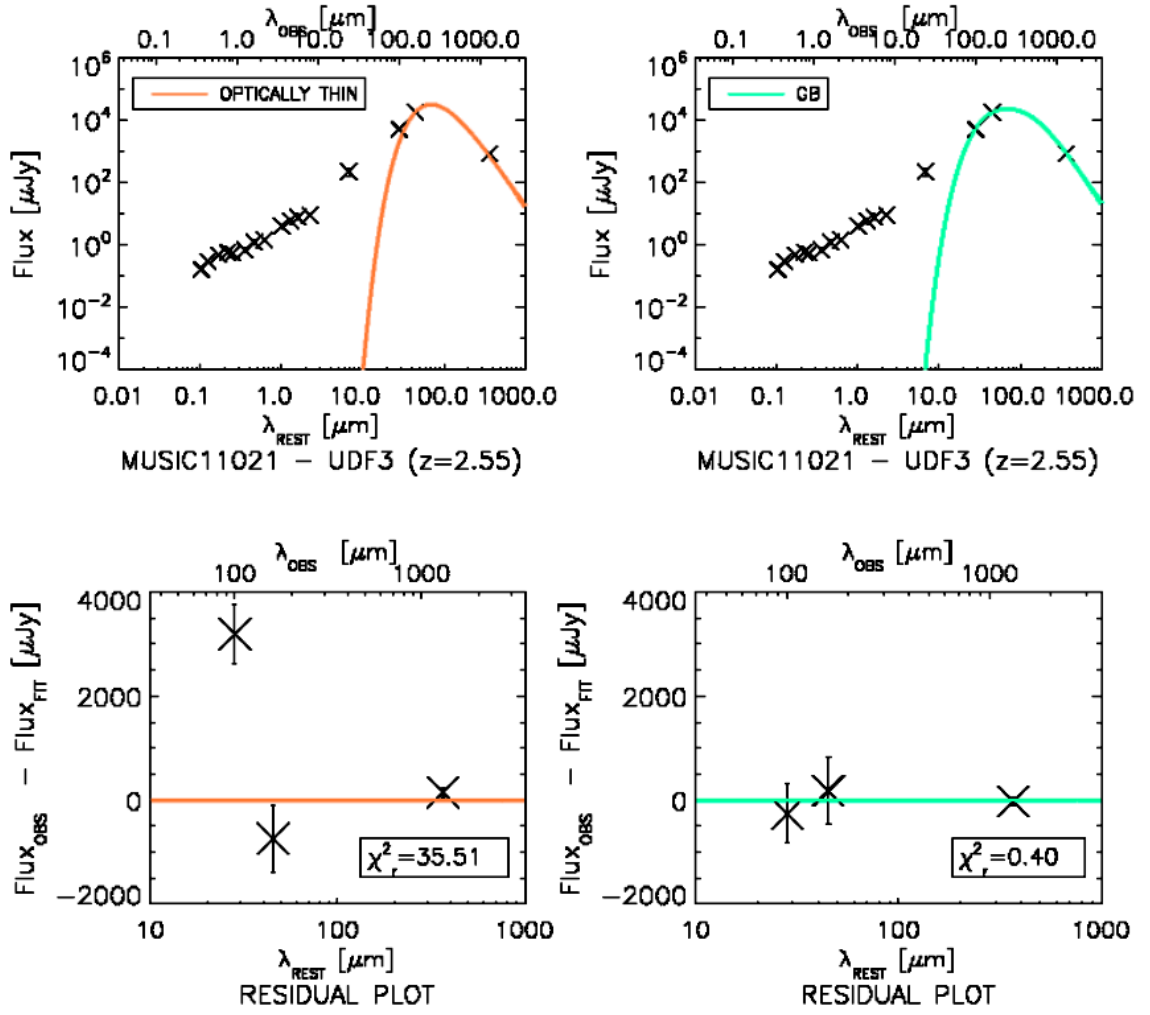


Figura 5.3: **ID MUSIC 11021** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra).

realtà, le deviazioni ci sono, ma sono minime ( $\Delta_{160\mu m} \simeq 3\mu Jy$ ,  $\Delta_{250\mu m} \simeq 106\mu Jy$ ,  $\Delta_{350\mu m} \simeq 97\mu Jy$  e  $\Delta_{1.1mm} \simeq 3\mu Jy$ ) e trascurabili rispetto agli errori associati alle misure ( $E_{160\mu m} \simeq \pm 790\mu Jy$ ,  $E_{250\mu m} \simeq \pm 3690\mu Jy$ ,  $E_{350\mu m} \simeq \pm 4890\mu Jy$  e  $E_{1.1\mu m} \simeq \pm 600\mu Jy$ ).

Nel caso di ID MUSIC 17746, assumere il modello *single-temperature* per descrivere l'emissione termica della polvere, come si è fatto in questo lavoro di tesi, porta ad una buona riproduzione dei dati. Tuttavia, confrontando i due fit in figura 5.4, in particolare i grafici dei residui, si nota come il corpo grigio non ap-

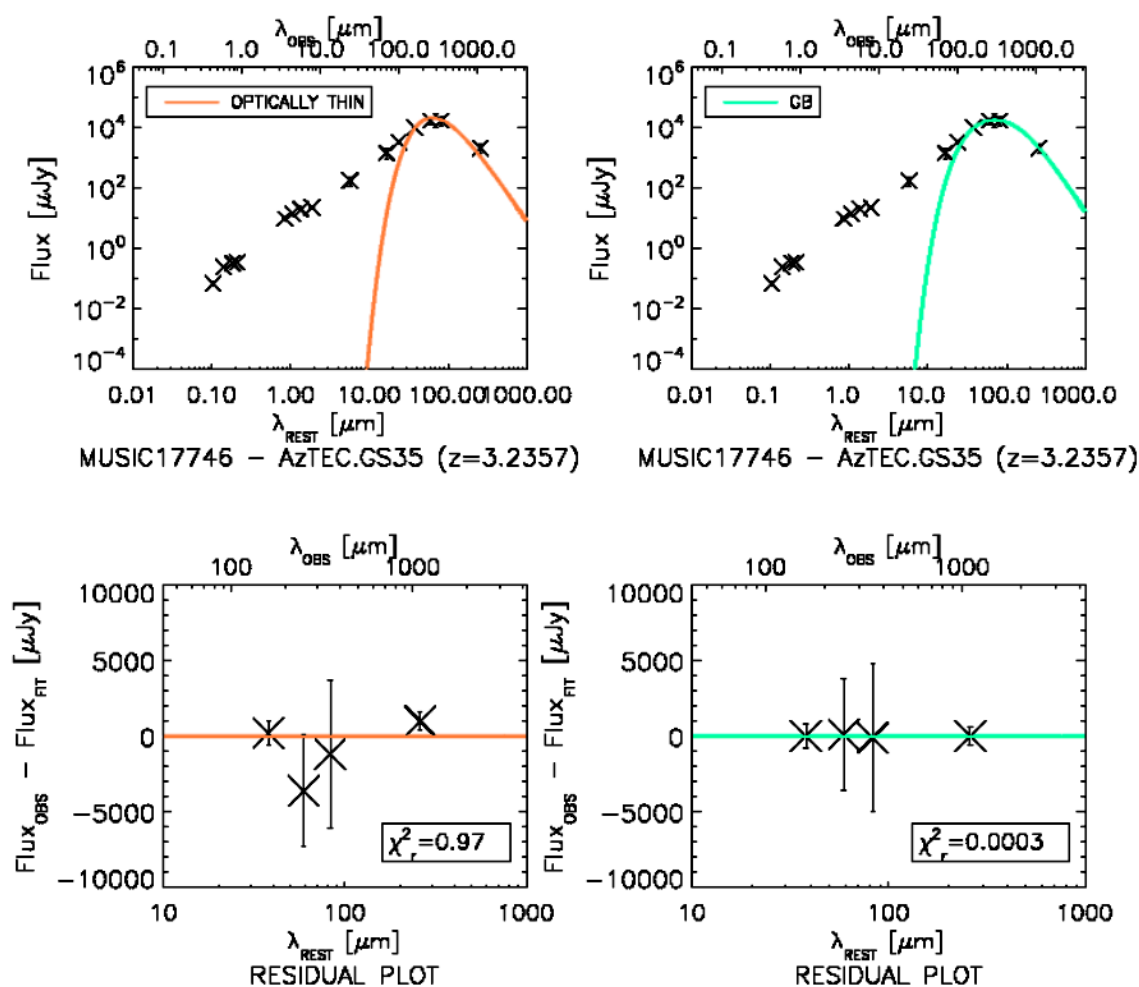


Figura 5.4: **ID MUSIC 17746** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra).

prossimato riesca a riprodurre meglio l'emissione FIR della polvere interstellare, nonostante il fit ottenuto in approssimazione otticamente sottile sia assolutamente accettabile ( $\chi_r^2 \simeq 0.97$ ,  $P_\nu \simeq 0.40$ ). Questo si può ricondurre, ancora una volta, alla diversa larghezza della campana delle due funzioni di fit.

### 5.1.2 La temperatura della polvere

In tabella 5.2 si riportano le stime della temperatura della polvere  $T_d$  (e i relativi errori), ottenute usando come funzioni di fit il corpo nero modificato (corpo grigio)

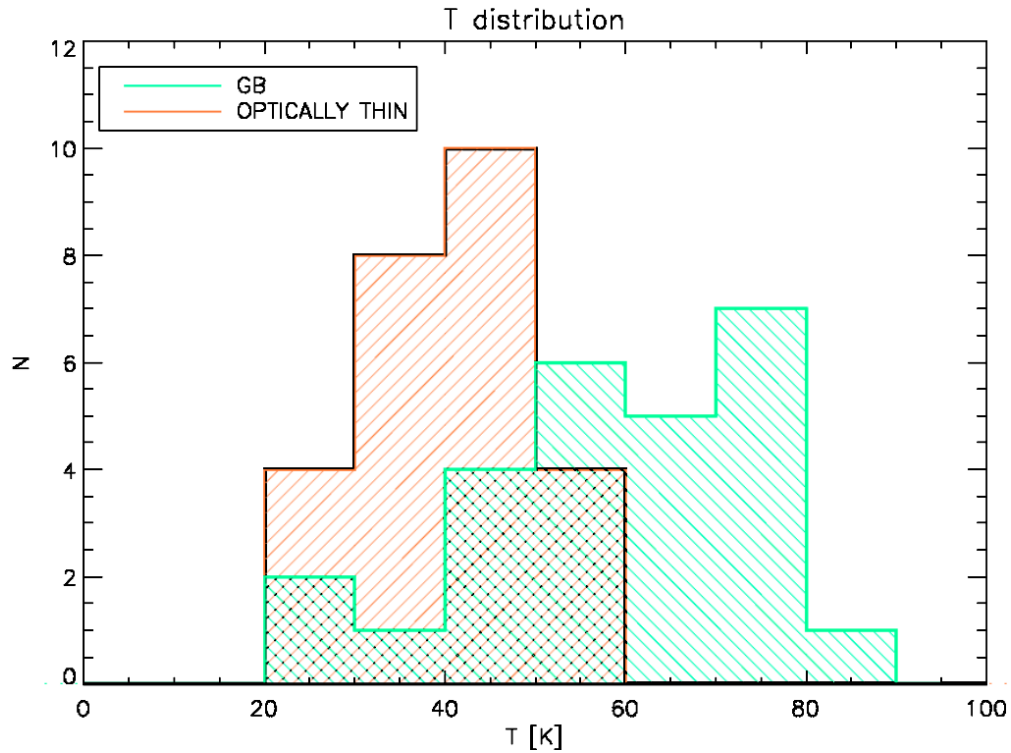


Figura 5.5: Distribuzioni in temperatura degli oggetti del campione, differenziando per la funzione di fit utilizzata: in verde si rappresenta il corpo grigio (GB), in rosso il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (optically thin).

e la sua approssimazione otticamente sottile (equazioni 3.1 e 3.3). Per l'oggetto 9425 (ID MUSIC) non sono presenti le stime delle due temperature poiché il numero di dati FIR/sub-mm non è sufficiente per effettuare il fit.

Confrontando le stime, si osserva che le temperature ottenute in approssimazione otticamente sottile sono sistematicamente inferiori a quelle ottenute nel caso non approssimato, tendenza che emerge chiaramente dalle distribuzioni in temperatura della polvere interstellare degli oggetti del campione (figura 5.5). Questo risultato è una conseguenza della diversa forma funzionale che caratterizza il corpo grigio non approssimato e la sua approssimazione otticamente sottile (si veda la figura 3.3). Sebbene le due funzioni tendano a coincidere per  $\lambda > \lambda_0$ , esse, a parità di temperatura, differiscono notevolmente nella zona del picco. La funzione approssimata raggiunge valori superiori di più di due ordini di grandezza e mostra un *bump* più stretto: tali caratteristiche diventano sempre più accentuate al crescere della temperatura. Dato che la fisica dell'emissione termica della polvere è ben descritta dal corpo grigio (non approssimato), il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile, per riprodurre bene i dati nella zona attorno al picco,

deve allargare il *bump* e ridurre la brillantezza di picco. Mentre quest'ultima può essere ridotta anche abbassando il valore della normalizzazione  $N$ , per riprodurre la larghezza del *bump* la funzione approssimata deve ridurre la sua temperatura. Per questo motivo, dato un set di dati fotometrici che campionano l'emissione termica della polvere, la funzione di *best fit* approssimata è caratterizzata da una temperatura sistematicamente inferiore a quella della funzione non approssimata.

Le temperature mediane sono  $\simeq (41 \pm 2)$  K per l'approssimazione otticamente sottile e  $\simeq (60 \pm 4)$  K per il corpo grigio non approssimato. Kovacs et al. (2006), che hanno studiato 15 delle galassie selezionate con SCUBA a  $850 \mu m$  da Chapman et al. (2003, 2005) con  $1 < z < 3$  e, per dedurre le proprietà IR, hanno usato un fit di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile ad una sola componente, ottengono che le temperature del loro campione si trovano, per la maggior parte, nel *range* compreso tra 30 e 50 K, in totale accordo con il risultato di questo lavoro di tesi (nonostante Kovacs et al. abbiano fissato  $\beta = 1.5$ ). Il confronto con il nostro risultato è lecito, poichè se si effettua di nuovo il fit ad una componente sugli oggetti del campione assumendo, però, un  $\beta = 1.5$ , i valori mediani delle temperature di equilibrio della polvere sono consistenti con quelli ottenuti per  $\beta = 2$ : per il caso approssimato si ha una  $T$  mediana  $\simeq (44 \pm 2)$  K, mentre nel caso non approssimato questa vale  $(62 \pm 4)$  K.

Si noti che le mediane delle temperature stimate con il corpo grigio e con la sua approssimazione otticamente sottile differiscono di circa 20 K. Dunque, assumendo che il corpo grigio descriva bene la fisica dell'emissione termica della polvere interstellare e che tutta la polvere di una galassia si trovi alla stessa temperatura di equilibrio, l'impiego dell'approssimazione otticamente sottile per il fit dell'emissione FIR della polvere ha portato ad una sottostima della temperatura del 30% circa (in merito si vedano la considerazione sopra e quella in conclusione al paragrafo 3.1).

Tuttavia, è noto (Draine & Li, 2007) che la polvere interstellare non ha tutta la stessa temperatura: in linea generale, i grani di polvere del mezzo diffuso, riscaldati dal campo di radiazione delle stelle del disco, hanno una temperatura più bassa, mentre quelli in prossimità delle regioni HII sono riscaldati dalla radiazione delle stelle di recente formazione di classe O/B fino a temperature di molto superiori. Di conseguenza, l'approccio più corretto per dare una stima affidabile della temperatura della polvere consiste nell'effettuare un fit a più componenti, in genere due, una con  $T_d$  più alta (e quindi con picco spostato verso lunghezze d'onda minori di  $100 \mu m$ ) ed una più fredda (con il picco a lunghezze d'onda maggiori di  $100 \mu m$ ).

Dato che, con questo lavoro di tesi, ci si propone di studiare l'emissione FIR di galassie ad alto redshift e che il numero di dati fotometrici disponibili è ridotto, non è possibile effettuare il fit a due componenti per tutte le galassie del campione: i parametri liberi del fit a due componenti sono 4 (due temperature e due

ID MUSIC	z	optically thin	grey body
		$T_d$ [K]	$T_d$ [K]
11006	2.688	$35.6 \pm 0.7$	$62 \pm 2$
11021	2.55	$41.7 \pm 0.8$	$74 \pm 2$
70186	3.87	$47 \pm 2$	$85 \pm 2$
9865	1.318	$23.9 \pm 0.7$	$35 \pm 2$
10515	1.411	$38 \pm 1$	$54 \pm 2$
11583	1.552	$41 \pm 2$	$58 \pm 3$
9425	2.19	0	0
9261	1.998	$49 \pm 2$	$77 \pm 3$
10769	2.73	$47 \pm 2$	$77 \pm 5$
10263	1.31	$36 \pm 2$	$50 \pm 3$
136	2.531	$54 \pm 2$	$74 \pm 4$
899	2.45	$46 \pm 2$	$66 \pm 3$
3698	1.0979	$30 \pm 2$	$30 \pm 2$
4099	2.44	$30.4 \pm 0.4$	$45.6 \pm 0.8$
4302	3.61	$30 \pm 3$	$52 \pm 8$
5083	2.292	$51 \pm 2$	$51 \pm 1$
7280	3.595	$43.3 \pm 0.8$	$73 \pm 2$
10764	1.896	$28.9 \pm 0.5$	$46 \pm 1$
11224	1.196	$20.7 \pm 0.6$	$28 \pm 1$
13175	1.91	$51 \pm 2$	$72 \pm 3$
15959	2.2	$49 \pm 3$	$66 \pm 4$
17746	3.2357	$46 \pm 2$	$74 \pm 5$
70014	2.05	$51 \pm 2$	$69 \pm 4$
70066	2.09	$45 \pm 4$	$56 \pm 5$
70081	2.3	$31 \pm 2$	$45 \pm 3$
70091	3.417	$40 \pm 1$	$63 \pm 3$
70449	2.92	$36.7 \pm 0.9$	$57 \pm 2$

Tabella 5.2: La tabella mostra le stime delle temperature di equilibrio della polvere interstellare per ogni oggetto del campione, distinguendo quelle ottenute in approssimazione otticamente sottile (optically thin) e quelle ottenute per il corpo grigio non approssimato (grey body).

normalizzazioni), di conseguenza sarebbe necessario avere almeno 5 osservazioni FIR/sub-mm per ogni oggetto, cosa che invece si ha solamente per 8 di essi (su 27), troppo pochi perchè i risultati abbiano senso statistico. Per questo motivo si è scelto di accettare le stime di temperatura ottenute con il fit ad una componente,

tenendo conto delle conseguenze che esso comporta.

Quando si fa un fit ad una componente, la temperatura di *best fit* che si ottiene, è pesata rispetto le luminosità: a causa della forma caratteristica dell'emissione termica della polvere (corpo grigio) i grani più caldi emettono più energia dei grani freddi, a parità di massa. Dunque, la temperatura di *best fit* non è la media delle temperature delle diverse componenti della polvere, ma è pesata sulle rispettive masse. Come esempio si prenda il lavoro di Swinbank et al. (2014). Essi hanno studiato la SED composita di un campione di 99 SMG ( $z \simeq 2$ ), selezionate con ALMA a  $870 \mu m$  nell'ECDFS, usando dei modelli di SED che tengono conto dell'emissione della polvere interstellare, costruiti a partire da oggetti osservati a basso ed alto redshift (con  $T_d = 20 - 60$  K). Per caratterizzare l'emissione FIR della SED composita, questa è stata fittata con 3 componenti di polvere a diversa temperatura ( $T_{d,cold} = 20 - 30$ ,  $T_{d,warm} = 50 - 60$  K,  $T_{d,hot} = 80 - 120$  K). Da qui, usando la relazione tra  $\lambda_{peak}$  e  $T_d$ <sup>3</sup> hanno ricavato una temperatura media di  $(32 \pm 1)$  K, inferiore a quella ottenuta in questo lavoro di tesi, come ci si aspettava.

È possibile pensare di mitigare questo effetto in temperatura usando come funzione di fit il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile, per cui si ha uno spostamento sistematico delle temperature di *best fit* verso valori più bassi. Tuttavia, non potendo sapere la misura in cui il fit ad una componente sovrastima  $T_d$  e quella in cui l'approssimazione otticamente sottile la mitiga, si è scelto di accettare i valori ottenuti con il corpo grigio non approssimato, tenendo sempre presente le considerazioni riportate sopra.

## 5.2 Stima della massa di polvere

Nota la temperatura di equilibrio della polvere, è stato possibile dare una stima della massa di polvere  $M_d$  (e del suo errore) per ogni oggetto del campione, secondo il metodo descritto nel capitolo 3. In tabella 5.3 si riportano i risultati ottenuti.

La mediana di  $M_d$  in approssimazione otticamente sottile è  $\simeq (2 \pm 2) \times 10^8 M_\odot$  mentre quella del caso non approssimato è  $\simeq (2.2 \pm 0.8) \times 10^8 M_\odot$ : le due mediane sono praticamente coincidenti. Questo risultato è una diretta conseguenza del modo in cui la temperatura e il flusso osservato entrano nella relazione che determina la massa di polvere (equazione 2.32)<sup>4</sup>:

$$M_d = \frac{S_{obs}(\nu_d) D_L^2}{(1+z) k_\nu B_{bb,\nu}(T_d)}$$

<sup>3</sup>Si ricordi che  $\lambda_{peak} \propto \frac{1}{T_d}$  (crf. capitolo 2).

<sup>4</sup> $S_{obs}(\nu_d)$  è il flusso osservato in corrispondenza di  $\nu_d \equiv \lambda_d > \lambda_0 = 200 \mu m$  tale che valga l'approssimazione otticamente sottile (in questo lavoro si prende  $\lambda_d = 230 \mu m$ ).

ID MUSIC	z	optically thin		grey body		$N_{GB}/N_{thin}$
		$M_d$ [ $10^8 M_\odot$ ]	relative error	$M_d$ [ $10^8 M_\odot$ ]	relative error	
11006	2.688	$6.4 \pm 0.7$	0.10	$2.3 \pm 0.3$	0.10	0.5
11021	2.55	<b><math>4.5 \pm 0.6</math></b>	<b>0.10</b>	$2.0 \pm 0.2$	0.10	0.6
70186	3.87	$1.1 \pm 0.2$	0.20	$0.41 \pm 0.03$	0.10	0.5
9865	1.318	$5 \pm 1$	0.20	$2.0 \pm 0.5$	0.20	0.5
10515	1.411	$0.7 \pm 0.2$	0.20	$0.8 \pm 0.2$	0.20	1.7
11583	1.552	$0.4 \pm 0.1$	0.30	$0.6 \pm 0.1$	0.20	2.0
9425	2.19	0	0	0	0	0
9261	1.998	$0.5 \pm 0.1$	0.20	$0.6 \pm 0.1$	0.20	1.9
10769	2.73	$0.8 \pm 0.2$	0.30	$0.4 \pm 0.1$	0.30	0.6
10263	1.31	$0.5 \pm 0.2$	0.30	$0.6 \pm 0.2$	0.30	1.6
136	2.531	<b><math>0.7 \pm 0.2</math></b>	<b>0.30</b>	$2.0 \pm 0.5$	0.20	4.2
899	2.45	$2.0 \pm 0.5$	0.30	$3.0 \pm 0.6$	0.20	2.2
3698	1.0979	$1.7 \pm 0.6$	0.30	$8 \pm 2$	0.30	6.4
4099	2.44	$28 \pm 3$	0.10	$13 \pm 1$	0.10	0.7
4302	3.61	$11 \pm 4$	0.40	$4 \pm 2$	0.50	0.5
5083	2.292	<b><math>0.3 \pm 0.1</math></b>	<b>0.30</b>	$4.1 \pm 0.5$	0.10	17.2
7280	3.595	$4.9 \pm 0.7$	0.10	$2.4 \pm 0.3$	0.10	0.7
10764	1.896	$25 \pm 4$	0.10	$9 \pm 1$	0.10	0.5
11224	1.196	$22 \pm 4$	0.20	$10 \pm 2$	0.20	0.6
13175	1.91	$0.7 \pm 0.1$	0.20	$1.3 \pm 0.3$	0.20	2.8
15959	2.2	$0.5 \pm 0.2$	0.40	$1.2 \pm 0.4$	0.30	3.4
17746	3.2357	$2.9 \pm 0.9$	0.30	$2.4 \pm 0.7$	0.30	1.2
70014	2.05	<b><math>0.5 \pm 0.1</math></b>	<b>0.30</b>	<b><math>1.4 \pm 0.4</math></b>	<b>0.20</b>	3.6
70066	2.09	$0.5 \pm 0.2$	0.60	$1.1 \pm 0.6$	0.50	4.2
70081	2.3	$5 \pm 2$	0.40	$3.9 \pm 0.1$	0.40	1.0
70091	3.1417	$6 \pm 2$	0.20	$3.8 \pm 0.8$	0.20	0.8
70449	2.92	$7 \pm 1$	0.20	$4.4 \pm 0.8$	0.20	0.8

Tabella 5.3: La tabella mostra le stime della massa di polvere ( $M_d$ ) in unità di  $10^8$  masse solari presente in ogni oggetto del campione, distinguendo quelle ottenute in approssimazione otticamente sottile (optically thin) e quelle ottenute per il corpo grigio non approssimato (grey body). Affianco è riportato l'errore relativo. L'ultima colonna mostra il rapporto tra la normalizzazione che si ha usando il corpo grigio non approssimato come funzione di fit ( $N_{GB}$ ) e quella che si ottiene con l'approssimazione otticamente sottile ( $N_{thin}$ ). L'oggetto 9425 non ha stime di massa poichè per esso non è stato possibile effettuare il fit.



e del fatto che la temperatura della polvere in approssimazione otticamente sottile risulta più bassa di quella ottenuta senza approssimazione.

Al diminuire della temperatura  $T_d$ , la brillantezza di corpo nero al denominatore diminuisce: se consideriamo le temperature mediane ottenute nel caso approssimato e in quello non approssimato e le sostituiamo nella (2.32), si ottiene una differenza di un fattore  $\simeq 1.4$  al denominatore. Questo significa che, in media, usare la  $T_d$  ottenuta in approssimazione otticamente sottile comporta una diminuzione della brillantezza di corpo nero al denominatore di un fattore  $\simeq 1.4$  rispetto al caso in cui si scelga di usare la  $T_d$  del corpo grigio non approssimato. Questo dovrebbe implicare dei valori di  $M_d$  maggiori di un fattore  $\simeq 1.4$  per il caso approssimato.

Tuttavia, questa tendenza è modificata dal contributo della normalizzazione  $N$  che compare nella definizione del flusso osservato  $S_{obs}(\nu_d)$  (equazioni 3.1 e 3.3). Allora, quando il rapporto tra la normalizzazione della curva di *best fit* non approssimata e quella della curva di *best fit* in approssimazione otticamente sottile è  $> 1.4$  il valore di  $M_d$ , ottenuto usando il corpo grigio non approssimato come

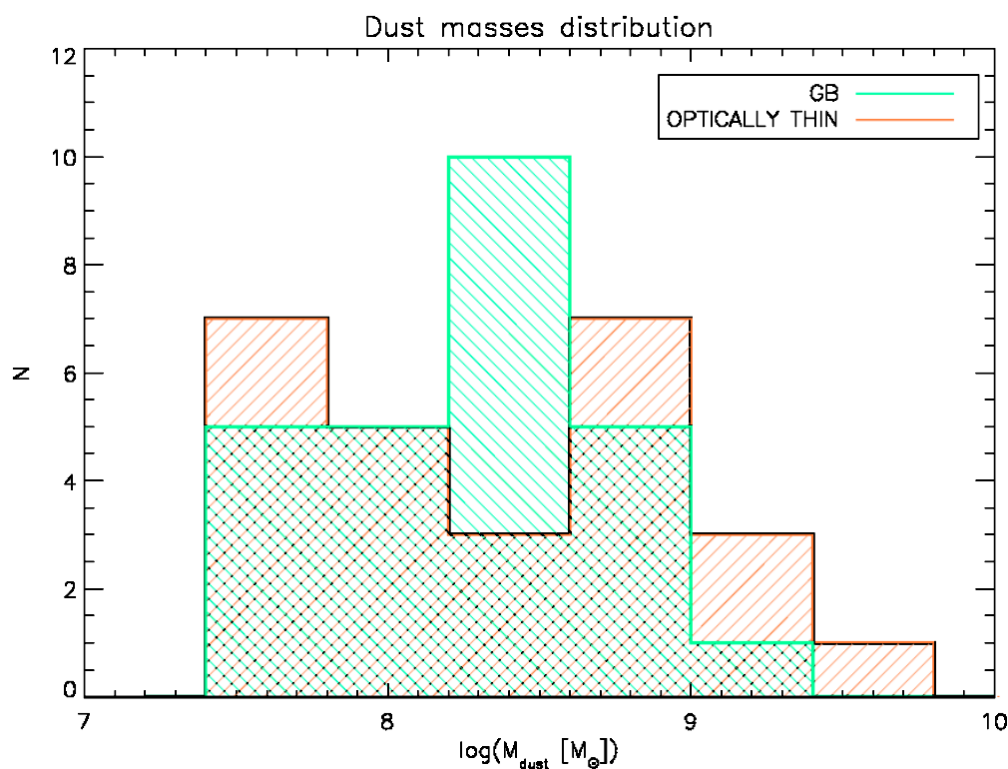


Figura 5.6: Distribuzioni della massa di polvere degli oggetti del campione, differenziando per la funzione di fit utilizzata: in verde si rappresenta il corpo grigio (GB), in rosso il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (optically thin).

funzione di fit, è più grande di quello ottenuto in approssimazione otticamente sottile, se invece il rapporto è  $< 1.4$  è vero il contrario (come si può verificare in tabella 5.3). Questo giustifica il fatto che le stime della massa di polvere ottenute con le due diverse funzioni di fit, mostrino una distribuzione molto simile (figura 5.6).

Si noti che Swinbank et al. (2014), del cui lavoro si era già parlato nel paragrafo precedente, hanno ottenuto, per il loro campione, una massa di polvere media pari a  $(3.6 \pm 0.3) \times 10^8 M_\odot$ . In generale, l'assunzione di una distribuzione di temperatura, per i grani di polvere, porta a stime della massa di polvere maggiori di un fattore  $\simeq 1.5 - 2$  rispetto a quelle ottenute riproducendo l'emissione termica della polvere con il corpo grigio *single-temperature* (e.g., Santini et al. 2014, Berta et al. 2016): questo effetto si può osservare confrontando il valore medio ottenuto in questa sede con quello ottenuto da Swinbank et al. (2014).

### 5.3 Stima del tasso di formazione stellare

Come spiegato nel capitolo 3, il tasso di formazione stellare di ogni oggetto del campione è stato stimato a partire dalla luminosità infrarossa ( $8 - 1000 \mu m$ , attraverso la conversione proposta da Kennicutt (1999), data dalla relazione (2.24). Assunta come funzione di fit quella di corpo grigio non approssimato, visto che riproduce meglio le osservazioni (si veda il paragrafo 5.1.1), si sono ottenuti i valori riportati in tabella 5.4. Per ogni oggetto del campione si riportano la luminosità infrarossa, il tasso di formazione stellare in unità di masse solari all'anno, l'errore assoluto e l'errore relativo. Le distanze di luminosità sono state calcolate con il *Ned Wright's Javascript Cosmology Calculator*<sup>5</sup>, assumendo  $H_0 = 69.6$ ,  $\Omega_M = 0.286$  e  $\Omega_{vac} = 0.714$ .

Il valore mediano della luminosità IR è  $(4.2 \pm 0.8) \times 10^{12} L_\odot$  e quello del tasso di formazione stellare è  $(727 \pm 135) M_\odot yr^{-1}$ . Swinbank et al. (2014) trovano, invece, uno  $SFR \simeq (330 \pm 30) M_\odot yr^{-1}$  assumendo una Chabrier IMF. Se si usa la conversione riportata in Casey et al. (2014), che permette di passare dalla Salpeter IMF alla Chabrier moltiplicando le masse stellari per 1.8, il risultato di Swinbank et al. si traduce in  $SFR \simeq (594 \pm 54) M_\odot yr^{-1}$ , e quello ottenuto in questo lavoro di tesi cade entro i  $3\sigma$ . Lo stesso per la luminosità IR: Swinbank et al. trovano un valore pari a  $(3.0 \pm 0.3) \times 10^{12} L_\odot$ . Le luminosità IR sono consistenti anche con quelle ottenute da Kovacs et al. (2006), i cui valori sono compresi tra  $1.5 \times 10^{11} L_\odot$  e  $2.2 \times 10^{13} L_\odot$ . Il confronto con il risultato ottenuto da Kovacs et al. è lecito, poichè il valore mediano delle luminosità IR che si ottengono con  $\beta = 1.5$  ( $L_{IR} \simeq (4.2 \pm 0.8) \times 10^{12} L_\odot$ ) coincide con quello per  $\beta = 2$ , riportato sopra.

<sup>5</sup><http://www.astro.ucla.edu/%7Ewright/CosmoCalc.html>

Per lo SFR non si è ritenuto necessario riportare i valori ottenuti usando il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile come funzione di fit. A differenza della massa di polvere, la cui stima dipende dalla temperatura di equilibrio, che cambia notevolmente se si usa l'una o l'altra funzione, lo SFR dipende dalla

ID MUSIC	z	$L_{IR}$ [ $10^{12} L_{\odot}$ ]	SFR [ $M_{\odot} yr^{-1}$ ]	relative error
11006	2.688	$3.3 \pm 0.8$	$571 \pm 134$	0.20
11021	2.55	$6 \pm 1$	$1067 \pm 226$	0.20
70186	3.87	$2.1 \pm 0.4$	$371 \pm 74$	0.20
9865	1.318	$0.3 \pm 0.1$	$47 \pm 20$	0.40
10515	1.411	$0.7 \pm 0.3$	$117 \pm 45$	0.40
11583	1.552	$0.6 \pm 0.3$	$112 \pm 51$	0.50
9425	2.19	0	0	0
9261	1.998	$2.1 \pm 0.7$	$363 \pm 125$	0.30
10769	2.73	$1.3 \pm 0.8$	$228 \pm 132$	0.60
10263	1.31	$0.3 \pm 0.2$	$55 \pm 30$	0.60
136	2.531	$6 \pm 3$	$1033 \pm 476$	0.50
899	2.45	$6 \pm 2$	$977 \pm 369$	0.40
3698	1.0979	$1.3 \pm 0.3$	$221 \pm 44$	0.20
4099	2.44	$6 \pm 1$	$970 \pm 165$	0.20
4302	3.61	$11 \pm 3$	$1864 \pm 507$	0.30
5083	2.292	$5.0 \pm 0.6$	$870 \pm 103$	0.10
7280	3.595	$11 \pm 2$	$1852 \pm 303$	0.20
10764	1.896	$4 \pm 1$	$621 \pm 171$	0.30
11224	1.196	$1.5 \pm 0.2$	$262 \pm 30$	0.10
13175	1.91	$4 \pm 1$	$629 \pm 228$	0.40
15959	2.2	$5 \pm 1$	$810 \pm 214$	0.30
17746	3.2357	$9 \pm 4$	$1560 \pm 666$	0.40
70014	2.05	$4 \pm 2$	$714 \pm 262$	0.40
70066	2.09	$4 \pm 1$	$739 \pm 170$	0.20
70081	2.3	$5.0 \pm 0.9$	$875 \pm 156$	0.20
70091	3.417	$10 \pm 2$	$1706 \pm 422$	0.20
70449	2.92	$8 \pm 1$	$1316 \pm 239$	0.20

Tabella 5.4: La tabella mostra le stime della luminosità IR ( $8 - 1000 \mu m$ ,  $L_{IR}$ ) e i relativi errori in unità di  $10^{12}$  luminosità solari; le stime del tasso di formazione stellare (SFR) in masse solari all'anno e l'errore assoluto e relativo ad esse associato. L'oggetto 9425 non ha stime poiché per esso non è stato possibile effettuare il fit.

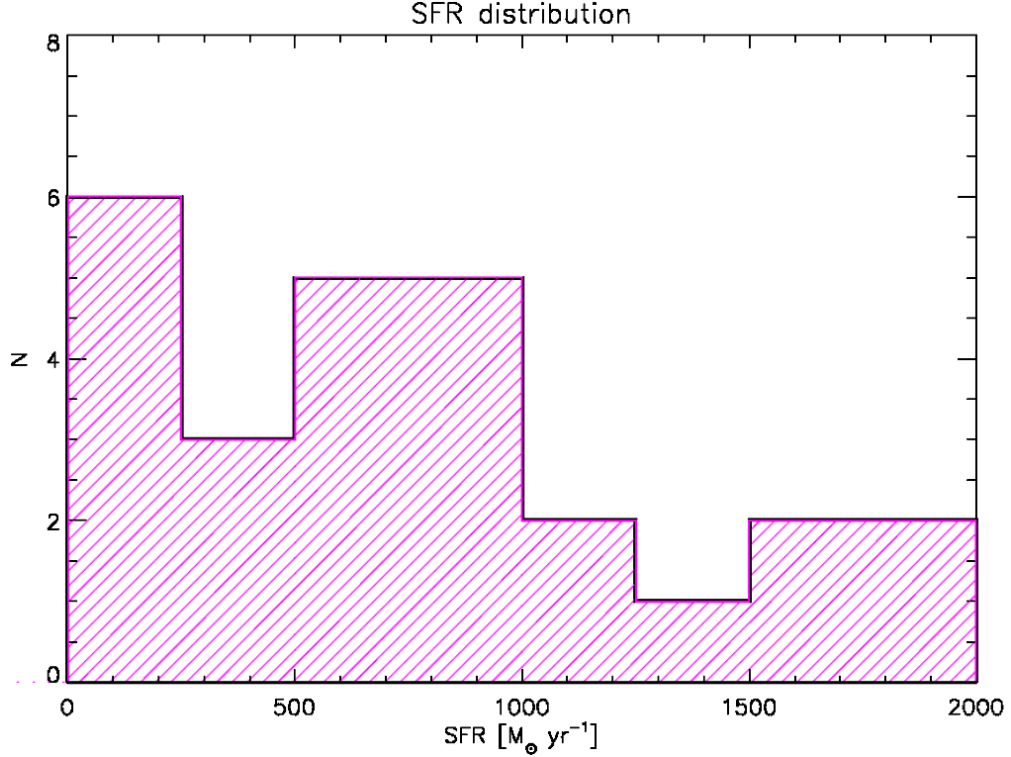


Figura 5.7: Distribuzione dei tassi di formazione stellare (SFR) degli oggetti del campione. Gli SFR sono stati stimati assumendo come funzione di fit il corpo grigio non approssimato.

luminosità IR integrata, quindi dalla forma della curva di *best fit*, che varia poco dal caso non approssimato a quello approssimato. Inoltre, la stima della luminosità IR, e dunque dello SFR, è tanto più realistica quanto più la curva di fit riproduce bene i dati, per cui i valori ottenuti in approssimazione otticamente sottile sarebbero, in ogni caso, meno affidabili di quelli ottenuti dal fit di corpo grigio non approssimato.

In figura 5.7 è rappresentata la distribuzione dei tassi di formazione stellare delle galassie del campione. Si noti che, nonostante il picco della distribuzione sia a  $SFR \simeq 200 M_{\odot} yr^{-1}$ , più della metà degli oggetti del campione hanno uno  $SFR > 500 M_{\odot} yr^{-1}$ .

## 5.4 Dipendenza delle grandezze fisiche dal redshift

Per valutare gli effetti in redshift sulle quantità fisiche stimate (tasso di formazione stellare delle galassie, temperatura e massa della polvere interstellare), si è diviso

il campione in tre bin di redshift:

- $1 < z < 1.8$  (6 oggetti)
- $1.8 < z < 2.5$  (11 oggetti)
- $2.5 < z < 3.9$  (10 oggetti)

Di seguito si descrivono gli andamenti ottenuti.

### 5.4.1 Il tasso di formazione stellare

Il tasso di formazione stellare mostra una forte dipendenza dal redshift. Come si osserva in figura 5.8, la distribuzione dello SFR delle galassie a redshift più basso ( $1 < z < 1.8$ ) picca intorno alle  $200 M_{\odot} yr^{-1}$ ; la distribuzione degli oggetti a redshift intermedio ( $1.8 < z < 2.5$ ) si estende fino a  $1000 M_{\odot} yr^{-1}$ , ma raggiunge il suo massimo intorno alle  $800 M_{\odot} yr^{-1}$ ; la distribuzione delle galassie dell'ultimo bin di redshift ( $2.5 < z < 3.9$ ) si estende fino a  $2000 M_{\odot} yr^{-1}$ : solo 3 sorgenti del

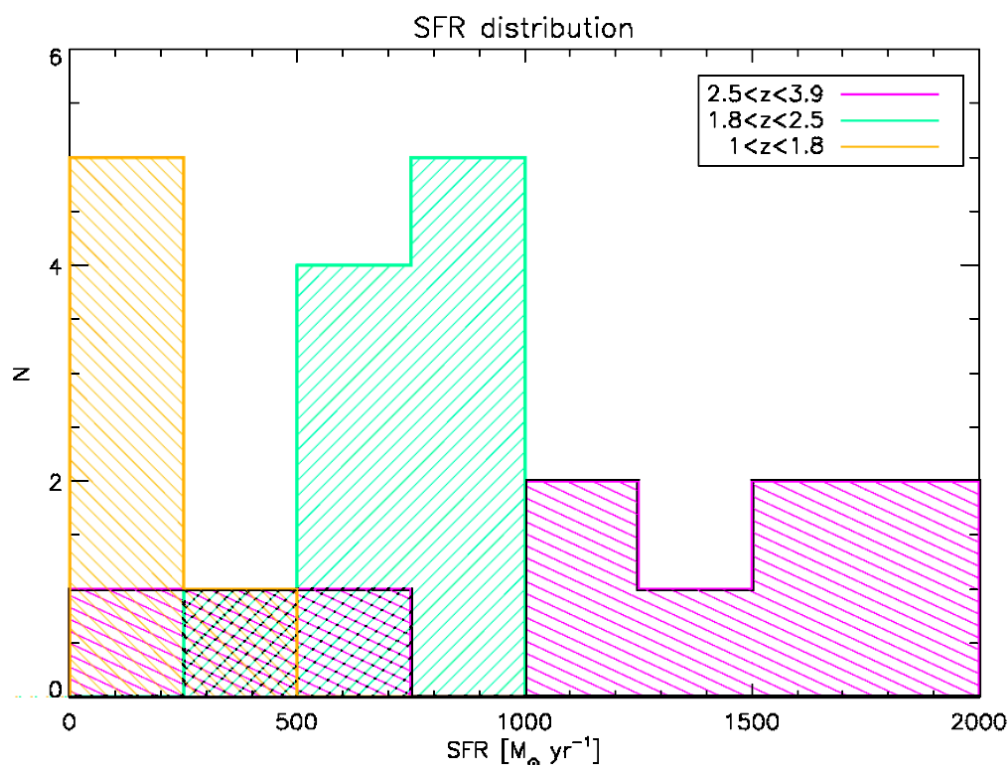


Figura 5.8: Distribuzione del tasso di formazione stellare degli oggetti del campione in termini del redshift ( $1 < z < 1.8$  in arancione;  $1.8 < z < 2.5$  in verde;  $2.5 < z < 3.9$  in magenta).

sotto-campione si collocano a  $SFR < 800 M_{\odot} yr^{-1}$ , le altre 7 hanno valori di SFR compresi tra le 1000 e le 2000  $M_{\odot} yr^{-1}$  e si distribuiscono in maniera uniforme entro questo intervallo.

Si potrebbe pensare che questo risultato sia unicamente dovuto ad effetti di selezione legati ad osservazioni *flux-limited* (a  $5\sigma$  si ha  $S_{1.3mm} \sim 0.17 mJy$  per ALMA,  $S_{870\mu m} \sim 1.2 mJy$  per LABOCA,  $S_{1.1mm} \sim 0.6 mJy$  per AzTEC): al crescere del redshift il flusso della sorgente diminuisce, perciò gli unici oggetti che osserviamo sono quelli con  $L_{IR}$  *rest frame* (e dunque SFR) molto grandi, tali che il flusso osservato sia maggiore del flusso limite dello strumento usato per fare le osservazioni. In realtà non sempre è così, poichè questo effetto dipende fortemente dalla forma della SED dell'oggetto che si sta osservando. Esso è quantificato dalla "correzione k". La correzione k può essere *positiva*, se la densità di flusso, in una data banda, diminuisce all'aumentare del redshift, o *negativa*, se al crescere del redshift la densità di flusso aumenta.

L'emissione (sub-)millimetrica delle galassie star-forming ad alto redshift è caratterizzata da una forte correzione k negativa, dato che la SED della polvere interstellare è ben descritta dal corpo nero modificato. Questa, in genere, picca intorno a  $\lambda = 100 \mu m$  *rest frame* e la porzione a lunghezze d'onda maggiori cade nel regime di Rayleigh-Jeans, dove ( $S_{\nu} \propto \nu^{2+\beta}$ )<sup>6</sup>. Oltre  $\lambda \sim 3 mm$ , l'emissione delle galassie non è più dominata dalla polvere interstellare, ma dall'emissione di sincrotrone e di Bremsstrahlung, e la correzione k torna ad essere positiva (è positiva anche nell'ottico, dove domina l'emissione stellare).

La correzione k negativa dell'emissione (sub-)millimetrica delle SMG è talmente forte da far sì che la brillantezza si mantenga costante, a tutte le lunghezze d'onda sub-mm, da  $z = 1$  a  $z = 8$  (Casey et al. 2014): se immaginiamo di spostare a redshift crescenti una galassia di fissata luminosità  $L$ , la densità di flusso diminuisce nella misura in cui aumenta la distanza di luminosità, in maniera proporzionale a  $(1+z)^4$  (difatti  $S_{\nu} = L_{\nu}/4\pi D_L^2$ , dove  $D_L \propto (z+1)^2$  per  $0.5 < z < 3$ ); nel regime di Rayleigh-Jeans la densità di flusso si comporta come  $S_{\nu}(z) \propto \nu^{2+\beta}/4\pi D_L^2 \propto \nu_{rest}^{2+\beta}/(1+z)^4 \propto (1+z)^{\beta-2}$ . Un  $\beta = 2$ , come si è ragionevolmente assunto in questo lavoro di tesi (si veda il capitolo 3), porta ad un  $S_{\nu}(z)$  pressochè costante, come mostrato in figura 5.9.

In figura 5.9 è rappresentato l'andamento, in funzione del redshift, delle densità di flusso osservate per una DSFG con luminosità infrarossa uguale a  $10^{12.5} L_{\odot}$  (Casey et al. 2014). Per riprodurre la correzione k a lunghezze d'onda comprese tra  $24 \mu m$  e  $2 mm$  e quella a  $\nu = 1.4 GHz$ , Casey et al. si sono serviti delle SED composite di SMG di Pope et al. (2008b), mentre per generare le correzioni k ottiche e del vicino infrarosso hanno usato una SED *Arp220-like*, aggiustata in modo tale da avere  $L_{IR} = 10^{12.5} L_{\odot}$ . In grigio è evidenziata l'epoca ( $0.5 < z < 3.5$ )

<sup>6</sup> $S_{\nu}$  è il flusso osservato e  $\beta$  è l'indice di emissività spettrale della polvere.

in cui il numero di DSFG è massimo, mentre il tratteggio copre le zone in cui le galassie con  $L_{IR} \simeq 10^{12} L_{\odot}$  sono rare ( $0 < z < 0.5$  e  $3.5 < z < 6.4$ ).

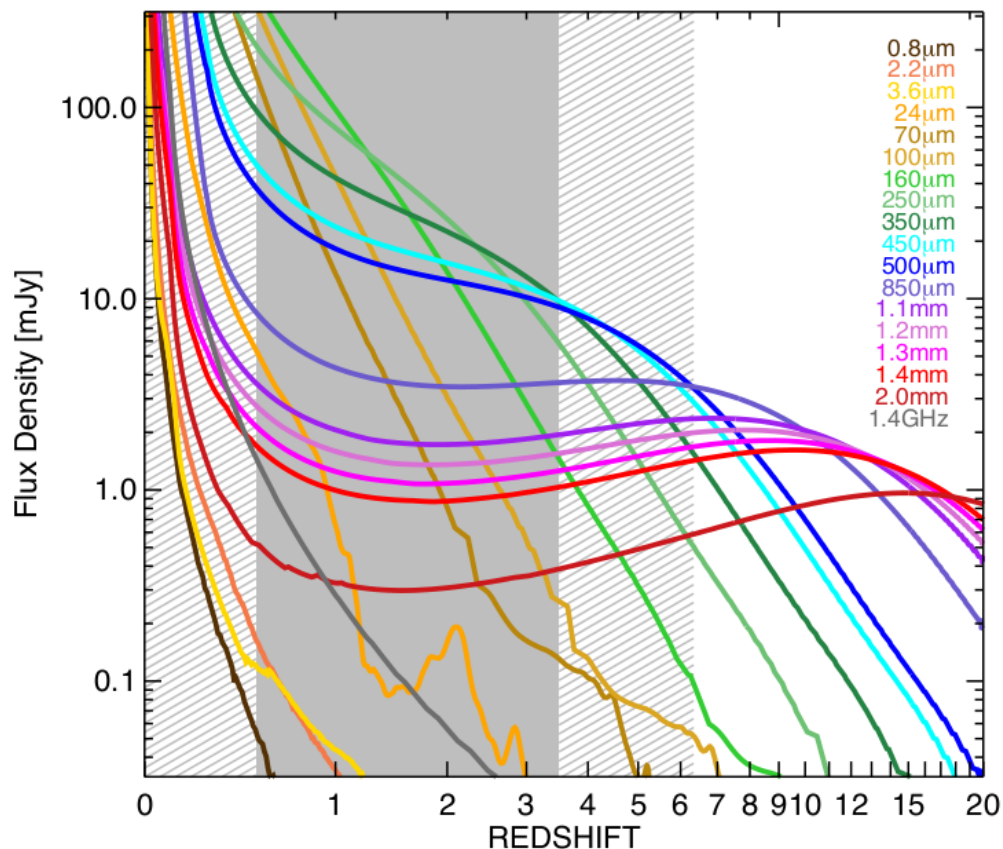


Figura 5.9: Andamento in funzione del redshift delle densità di flusso osservate a diverse lunghezze d'onda per una DSFG con  $L_{IR} = 10^{12.5} L_{\odot}$  - Casey et al. 2014.

Date le considerazioni di cui sopra, e il fatto che il nostro campione sub-mm ha una percentuale di identificazione alta ( $\sim 70\%$ , paragrafi 4.2.1 e 4.2.2) possiamo affermare che l'andamento in redshift dello SFR, osservato per il nostro campione, rispecchia la reale distribuzione delle galassie star-forming a  $1 \lesssim z \lesssim 3$ .

### 5.4.2 La temperatura della polvere

Per quanto riguarda la temperatura della polvere interstellare, si nota uno spostamento sistematico verso valori maggiori per gli oggetti dei bin a redshift più alto, come risulta evidente dalla distribuzione in figura 5.10 (si riporta solo quella delle temperature ottenute con il corpo grigio non approssimato, dato che quella delle  $T_d$  in regime otticamente sottile ha un andamento analogo).

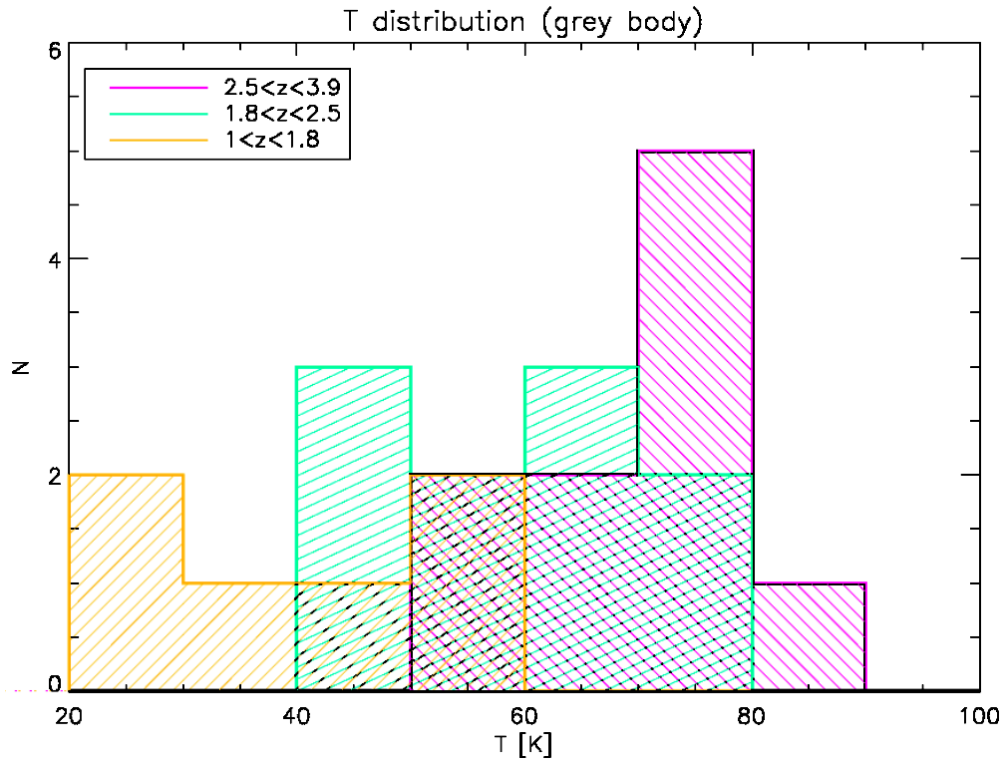


Figura 5.10: Distribuzione della temperatura della polvere degli oggetti del campione in termini del redshift ( $1 < z < 1.8$  in arancione;  $1.8 < z < 2.5$  in verde;  $2.5 < z < 3.9$  in magenta).

La distribuzione di temperatura nel bin di redshift più basso ( $1 < z < 1.8$ ) si sviluppa tra  $T_d \sim 20$  e  $T_d \sim 20$ , e mostra due picchi, uno a  $\simeq 25$  K, l'altro a  $\simeq 50$  K. La distribuzione delle  $T_d$  degli oggetti di redshift intermedio ( $1.8 < z < 2.5$ ) ha uno sviluppo analogo: il primo picco cade a  $\simeq 50$  K mentre il secondo a  $\simeq 70$  K. Invece, la  $T$  di picco della distribuzione a  $z$  maggiore ( $2.5 < z < 3.9$ ) è  $\simeq 75$  K.

Questo particolare andamento in redshift può essere visto come il risultato della relazione tra la temperatura della polvere interstellare e la luminosità infrarossa della galassia (si veda Casey et al., 2012a): a luminosità IR crescenti corrispondono  $T_d$  sempre più alte. Dato che la luminosità IR dà una misura del tasso di formazione stellare delle galassie, l'andamento in redshift osservato per le temperature degli oggetti del campione studiato in questa sede non è altro che una rappresentazione alternativa di quello in figura 5.8.

### 5.4.3 La massa della polvere

Al contrario di quanto osservato per lo SFR e per la temperatura, nel caso della massa di polvere interstellare non si nota un andamento così differenziato per i



vari bin di redshift (figure 5.11 e 5.12). Tuttavia, si può notare uno spostamento sistematico verso masse maggiori confrontando la distribuzione del sotto-campione a redshift più alto ( $2.5 < z < 3.9$ ) con quella dei due a  $z$  minore di 2.5. Nel caso

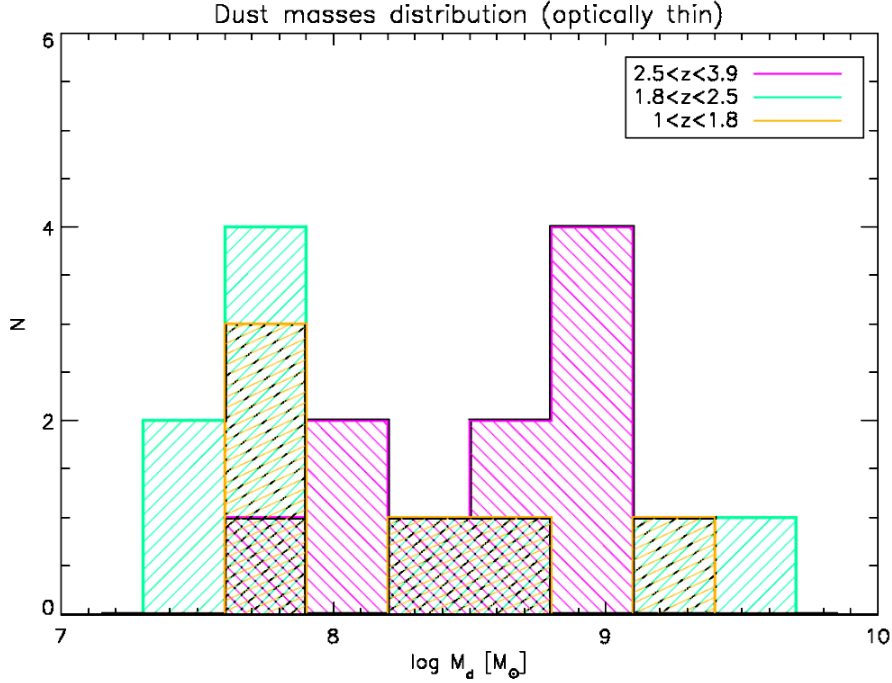


Figura 5.11: Distribuzione della massa della polvere degli oggetti del campione in termini di redshift ( $1 < z < 1.8$  in arancione;  $1.8 < z < 2.5$  in verde;  $2.5 < z < 3.9$  in magenta), assunto per il fit il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile.

in cui si sceglie di utilizzare, come funzione di fit, il corpo grigio non approssimato, la massa di polvere mediana per il sotto-campione a  $2.5 < z < 3.9$  ( $\simeq (2.4 \pm 0.5) \times 10^8 M_{\odot}$ ) supera quella del sotto-campione a redshift più basso di circa un fattore 2-2.5, mentre il valore mediano della massa di polvere del sotto-campione a  $z$  intermedio cade entro l'intervallo definito da questi due valori di  $M_d$ . Lo stesso si osserva in approssimazione otticamente sottile: il valore mediano di  $M_d$  a  $2.5 < z < 3.7$  ( $\simeq (5 \pm 1) \times 10^8 M_{\odot}$ ) è maggiore di quello del sotto-campione a redshift più basso di un fattore  $\simeq 5$ .

In generale, si è visto che le SMG a  $z > 1$  sono caratterizzate da masse di polvere più grandi sia delle galassie spirali sia delle ULIRG dell'Universo locale (e.g., Santini et al. 2010, Fisher et al. 2014): il nostro risultato potrebbe indicare l'esistenza di un andamento in redshift (seppur modesto) anche tra le SMG stesse, almeno fino a  $z \simeq 3$ . Tuttavia, dato l'esiguo numero di galassie di cui è costituito il nostro campione, non è detto che l'andamento osservato possa essere esteso a tutta la popolazione di SMG a  $z > 1$ . Ad esempio, un recente studio di un campione

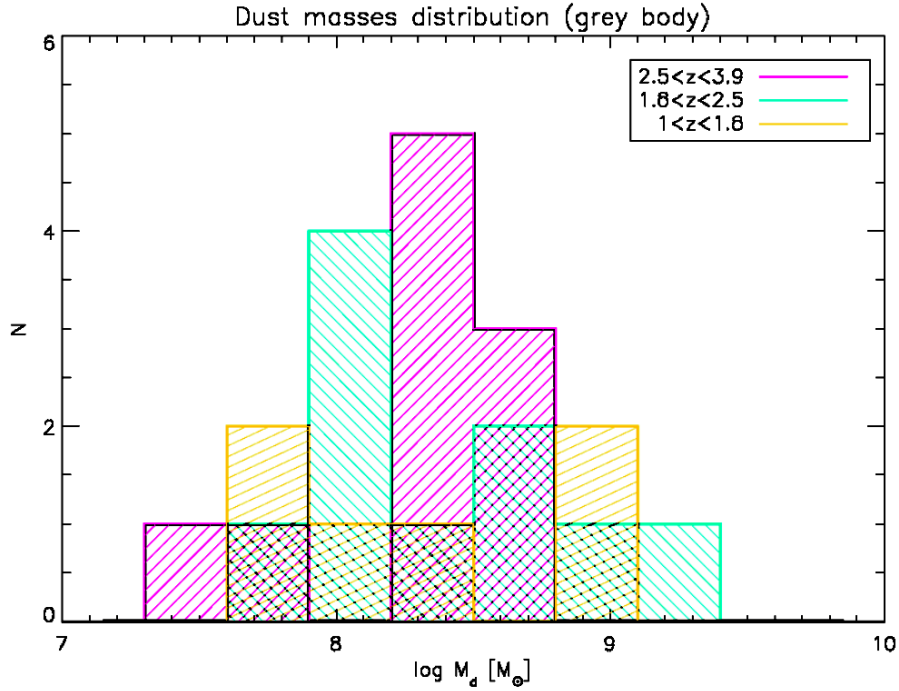


Figura 5.12: Distribuzione della massa della polvere degli oggetti del campione in termini del redshift ( $1 < z < 1.8$  in arancione;  $1.8 < z < 2.5$  in verde;  $2.5 < z < 3.9$  in magenta), assunto il corpo grigio non approssimato come funzione di fit.

di galassie nei campi GOODS-N, GOODS-S e COSMOS, con le camere PACS e SPIRE di Herschel, (Santini et al. 2014) non osserva una chiara evoluzione in redshift della massa di polvere, a fissati SFR e massa stellare.

## 5.5 La massa stellare

La massa stellare è una delle grandezze astrofisiche più importanti per descrivere l'evoluzione delle galassie.

La massa stellare delle galassie del campione è stata presa da Fontana et al. (2006). Per i casi in cui la stima di  $M_*$  è assente e per gli oggetti con redshift fotometrici diversi da quelli assunti in questo lavoro di tesi<sup>7</sup>, la massa stellare è stata stimata da P. Santini<sup>8</sup> (comunicazione privata), attraverso lo stesso metodo usato da Fontana et al. (2006).

<sup>7</sup>I redshift assunti sono spettroscopici, o i fotometrici più accurati

<sup>8</sup>INAF - Osservatorio Astronomico di Roma, via di Frascati 33, 00040 Monte Porzio Catone, Italy.

<b>ID MUSIC</b>	<b>z</b>	$\log(M_*)$ [ $M_\odot$ ]	$\log(M_{*,m})$ [ $M_\odot$ ]	$\log(M_{*,M})$ [ $M_\odot$ ]	<b>SFR</b> [ $M_\odot yr^{-1}$ ]	<b>SFR<sub>m</sub></b> [ $M_\odot yr^{-1}$ ]	<b>SFR<sub>M</sub></b> [ $M_\odot yr^{-1}$ ]
11006	2.688	11.04	10.93	11.09	48	28	106
11021	2.55	10.62	10.48	10.69	22	21	34
70186	3.87	10.99	10.72	11.23	73	0.0008	518
9865	1.318	10.34	10.25	10.44	19	8	26
10515	1.411	10.67	10.61	10.79	52	32	57
11583	1.552	11.27	11.17	11.30	205	204	327
9425	2.19	10.48	10.34	10.84	64	6	128
9261	1.998	10.83	10.82	10.89	237	237	259
10769	2.73	11.22	10.99	11.30	27	13	233
10263	1.31	11.05	11.04	11.13	4	2	37
136	2.531	11.68	11.62	11.68	3	3	7
899	2.45	11.53	11.44	11.62	232	150	238
3698	1.0979	11.40	11.37	11.41	34	34	35
4099	2.44	10.70	10.65	10.81	4	2	9
4302	3.61	11.24	11.13	11.33	98	75	105
5083	2.292	10.63	10.10	10.95	46	44	114
7280	3.595	10.89	10.68	11.02	48	18	75
10764	1.896	11.41	11.41	11.52	2	2	37
11224	1.196	10.42	10.30	10.50	0.2	0.03	13
13175	1.91	11.10	11.08	11.18	127	116	130
15959	2.2	11.50	11.44	11.57	806	527	928
17746	3.2357	11.48	11.48	11.49	19	19	19
70014	2.05	11.25	11.22	11.27	1	0.6	2
70066	2.09	11.05	10.93	11.09	48	27	106
70081	2.3	11.30	11.28	11.67	217	43	235
70091	3.417	11.32	10.98	11.41	46	4	569
70449	2.92	11.52	11.13	11.61	203	87	1208

Tabella 5.5: Logaritmo delle masse stellari  $M_*$  (in unità di  $M_\odot$ ) e SFR (in  $M_\odot yr^{-1}$ ) degli oggetti del campione, da Fontana et al. (2006)/P. Santini, assunta una Salpeter IMF. M maiuscolo sta per massimo ed m minuscolo sta per minimo. Gli SFR sono stati derivati dai soli dati UV corretti per l'estinzione da polvere.

Fontana et al. (2006) hanno stimato la massa stellare delle galassie del catalogo GOODS-MUSIC (Grazian et al. 2006, cf. capitolo 4) sfruttandone la fotometria, che comprende, oltre ai filtri ottici, quelli IRAC-*Spitzer* nel vicino infrarosso (rispettivamente a 3.6, 4.5, 5.8 e 8.0  $\mu\text{m}$ ).

Nello specifico, il loro metodo usa un set di *template* sintetici ottenuti con modelli di sintesi spettrale standard (Bruzual & Charlot 2003), scelti per riprodurre la grande varietà di storie di formazione stellare, di metallicità e di estinzione delle galassie reali. Questo, assumendo una Salpeter IMF e la curva di estinzione da polvere proposta da Calzetti et al. (1994). Per ogni modello Fontana et al. hanno stimato la magnitudine aspettata nei filtri fotometrici di GOODS-MUSIC, ed hanno trovato il modello di *best fit* usando il test del  $\chi^2$ . La massa stellare e gli altri parametri di fit (come lo SFR) sono stati determinati dopo aver riscalato la luminosità osservata delle galassie in modo da ottenere quella *rest frame*.

In tabella 5.5 si riportano i valori di massa stellare e gli SFR stimati da Fontana et al. (2006) o P. Santini, a partire solo dai dati UV, corretti per l'estinzione della polvere interstellare, e dai dati IRAC.

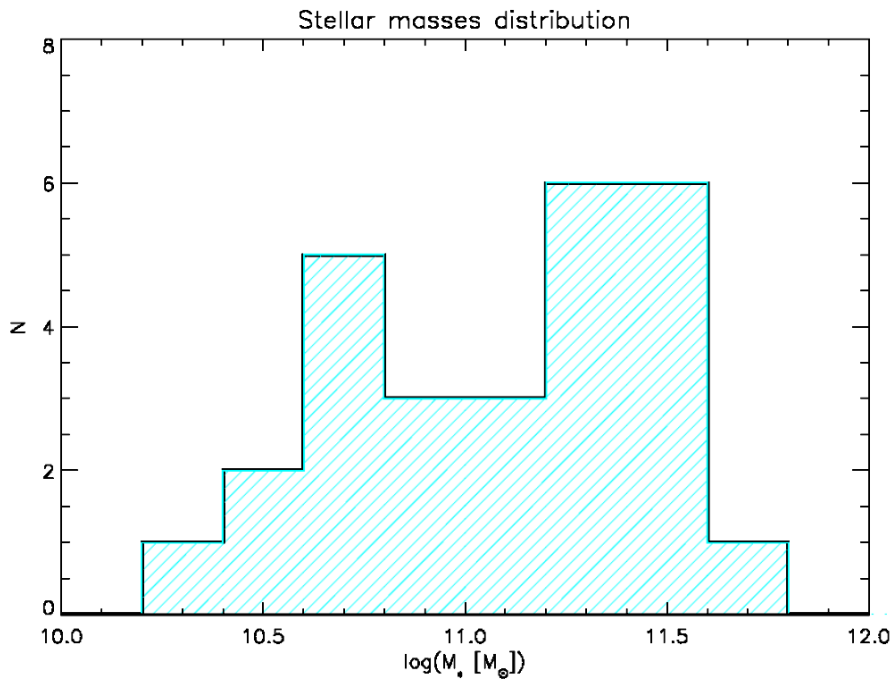


Figura 5.13: Distribuzione delle masse stellari degli oggetti del campione.

In figura 5.13 si può osservare la distribuzione delle masse stellari del campione. Si noti che tutte le galassie hanno  $M_*$  compresa tra le  $10^{10} M_\odot$  e le  $10^{12} M_\odot$ . La distribuzione mostra due picchi, uno in corrispondenza di  $\log(M_*/M_\odot) \simeq 10.7$ ,

l'altro per  $\log(M_*/M_\odot) \simeq 11.4$ ; tuttavia, più della metà degli oggetti del campione (16 su 27) ha una massa stellare maggiore delle  $10^{11} M_\odot$ . Dunque, il campione è costituito in prevalenza da galassie massive. Visto che le galassie osservate nell'Universo locale hanno massa stellare compresa tra le  $10^9$  e le  $4 \times 10^{11} M_\odot$  se spirali, e tra le  $10^8$  e le  $10^{13} M_\odot$ , se ellittiche, ci si può ragionevolmente aspettare che queste galassie (con  $\langle z \rangle \simeq 2.2$ ) siano i progenitori delle galassie ellittiche giganti locali (crf. capitolo 6), dati gli elevati SFR (tabella 5.4).

La figura 5.14 riporta, invece, la distribuzione in redshift della massa stellare del campione, da cui non si osserva un significativo andamento in  $z$ . Difatti, gli oggetti dei diversi bin (gli stessi usati nel paragrafo 5.4) appaiono distribuirsi uniformemente su tutto l'intervallo di massa stellare coperto dal campione. La mancanza di una correlazione tra massa stellare e redshift è da imputare, principalmente, al fatto che il campione non è selezionato in una banda sensibile a  $M_*$ .

Infine, si ritiene interessante confrontare le stime dello SFR delle galassie del campione ottenute in questo lavoro di tesi (tabella 5.4), a partire dalla luminosità IR  $8 - 1000 \mu\text{m rest frame}$ , con quelle ottenute da Fontana et al. (2006) e da P. Santini, a partire dalla fotometria ottica e NIR (tabella 5.5). Con questo proposito, in figura 5.15 vengono messe in relazione le due stime del tasso di formazione stellare, per ogni oggetto del campione (rappresentato da un cerchio nero): se vi

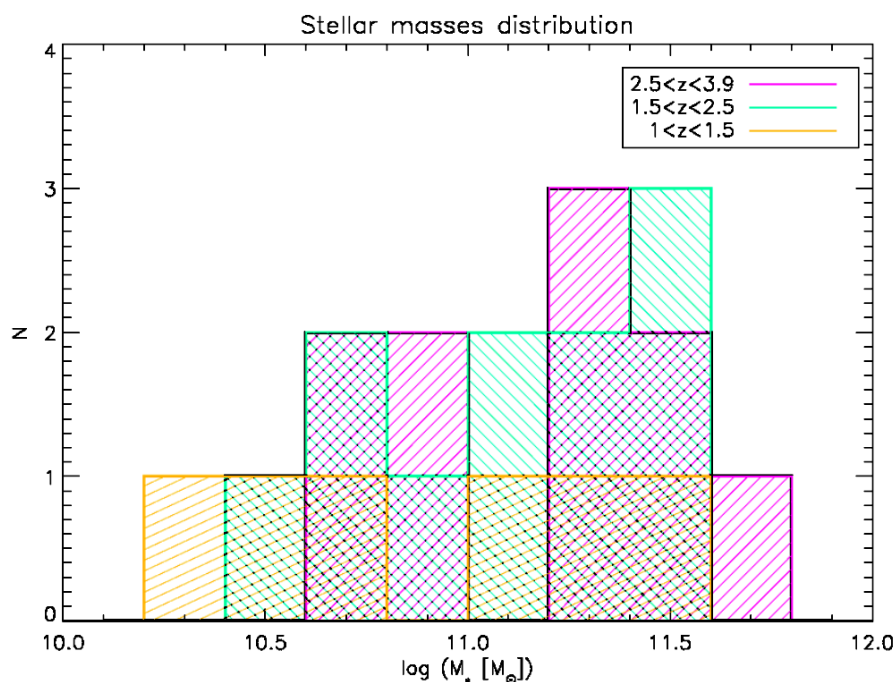


Figura 5.14: Distribuzione delle masse stellari degli oggetti del campione in termini del redshift ( $1 < z < 1.8$  in giallo;  $1.8 < z < 2.5$  in arancione;  $2.5 < z < 3.7$  in rosso).

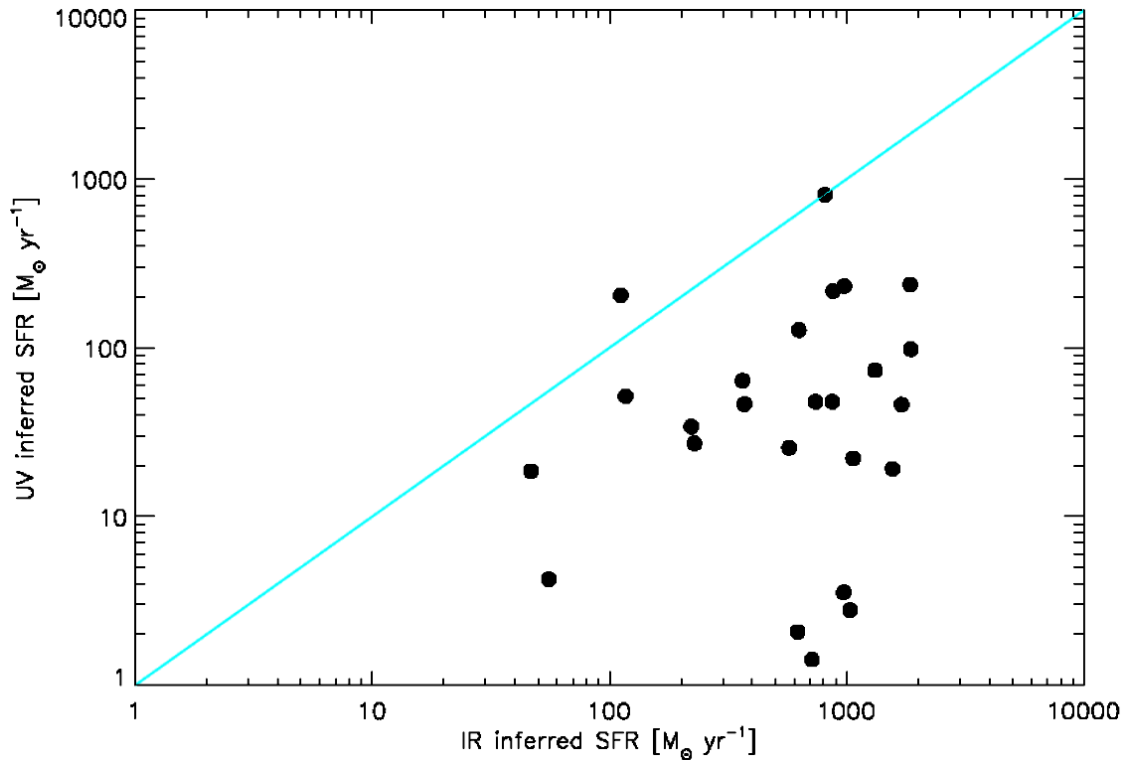


Figura 5.15: In ascissa si riportano le stime dello SFR degli gli oggetti del campione ottenute in questo lavoro di tesi (tabella 5.4), a partire dalla luminosità IR  $8 - 1000 \mu\text{m rest frame}$ ; in ordinata si riportano le stime dello SFR ottenute dai soli dati UV corretti per l'estinzione da polvere (Fontana et al. 2006; P. Santini), in tabella 5.5. In ciano è rappresentata la bisettrice del piano. Per chirezza, gli errori sono stati omessi.

fosse una correlazione lineare tra le due, gli oggetti si distribuirebbero attorno alla bisettrice del piano (in ciano). Invece, si osserva che la maggior parte delle galassie si colloca nell'area al di sotto della bisettrice, in corrispondenza di SFR IR alti ( $\gtrsim 100 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ) e bassi SFR UV ( $\lesssim 100 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ). Questa evidenza dà un'ulteriore conferma dell'importanza dell'emissione FIR per una stima affidabile del tasso di formazione stellare, che i soli dati UV sottostimano fortemente nei casi in cui vi è un forte oscuramento da polvere, anche se vengono corretti per l'estinzione da polvere (crf. capitolo 1).

# Capitolo 6

## Interpretazione dei risultati in termini evolutivi

In questo capitolo si vuole collocare le galassie del campione entro il contesto evolutivo emerso negli ultimi decenni, ampiamente descritto nel capitolo 1. Per fare ciò, si usano due approcci differenti, che fanno entrambi riferimento allo scenario di evoluzione *in-situ*: il primo si basa sui modelli di evoluzione chimica di galassie di diversi tipi morfologici sviluppati da Calura et al. (2008, 2009b, 2016); il secondo parte dalla determinazione delle funzioni di massa stellare, del tasso di formazione stellare e dell'accrescimento di massa dei SMBH, seguendo un approccio completamente indipendente dai modelli teorici, per far luce sulla coevoluzione BH centrale - galassia ospite (Mancuso et al. 2016 a e b).

### 6.1 I modelli di evoluzione chimica

I modelli di evoluzione chimica di Calura et al. (2008, 2009b, 2016) descrivono l'evoluzione di galassie con diversa morfologia tenendo conto del contributo del *feedback* da SNe e dei possibili *outflow* o *inflow* di gas, trascurando, tuttavia, il ruolo del SMBH centrale nella storia di formazione stellare delle galassie.

In generale, i modelli di evoluzione chimica descrivono l'evoluzione temporale della massa frazionaria dell'elemento  $i$ -esimo  $G_i$  del gas di una galassia come segue:

$$\dot{G}_i = -\psi(t) X_i(t) + R_i(t) + (\dot{G}_i(t))_{inf} - (\dot{G}_i(t))_{out} \quad (6.1)$$

dove  $G_i(t) = M_g(t) X_i(t) / M_{tot}$  è la massa di gas dell'elemento  $i$ -esimo presente nella galassia, normalizzato rispetto la massa barionica totale  $M_{tot}$ ;  $G(t) = M_g(t) / M_{tot}$  è la frazione di massa di gas presente nelle galassia all'istante  $t$ ;  $X_i(t) = G_i(t) / G(t)$  è l'abbondanza in massa dell'elemento  $i$ -esimo;  $\psi(t)$  è lo SFR, inteso come la frazione

di gas trasformata in stelle nell'unità di tempo;  $R_i(t)$  è la frazione dell'elemento  $i$ -esimo in forma gassosa che viene restituita al mezzo interstellare attraverso i venti stellari e le esplosioni di SNe di tipo II e di tipo Ia;  $(\dot{G}_i)_{out}$  e  $(\dot{G}_i)_{inf}$  descrivono la possibilità che vi siano *outflow* o *inflow* di gas.

Calura et al. (2009b) assumono, per queste quantità, degli andamenti largamente confermati dalle osservazioni (François et al. 2004, Iwamoto et al. 1999, van den Hoeck & Groenewegen 1997), e descrivono lo SFR  $\psi$  in termini dell'evoluzione del contenuto totale di gas della galassia mediante la legge di Schmidt (1959). Le abbondanze chimiche del mezzo interstellare sono calcolate in riferimento alla durata media della vita di una stella, poichè gli autori adottano una *Istantaneous Recycling Approximation* (IRA) “*relaxed*”: il riciclo del gas non è propriamente istantaneo, ma avviene su tempi scala dell'ordine della vita media delle stelle.

Inoltre, Calura et al. assumono che l'esaurimento della polvere non cambi in maniera significativa le abbondanze chimiche del mezzo interstellare: questo è lecito, poichè vengono considerate le abbondanze misurate nelle regioni HII, entro le quali i grani di polvere vengono rapidamente distrutti dalla intensa radiazione UV delle stelle di recente formazione (Okada et al. 2008).

Infine, gli autori assumono che la morfologia delle galassie non cambi con il redshift: alle galassie spirali ed ellittiche che osserviamo nell'Universo locale, corrispondono galassie proto-spirali e galassie proto-ellittiche, intese come loro controparti ad alto  $z$ . In altre parole, il modello sviluppato da Calura et al. non tiene conto della geometria delle galassie (i.e., nel loro modello le galassie non sono spazialmente risolte).

Tutti i modelli di Calura et al. includono la produzione e la distruzione della polvere interstellare. La formazione della polvere è principalmente associata alle supernovae *core-collapse* e alle stelle di massa intermedia che, durante la fase di *Asymptotic Giant Branch* (AGB), restituiscono una grande quantità di grani di polvere al mezzo interstellare. La distruzione dei grani, invece, è attribuita in gran parte all'azione delle onde d'urto prodotte dalle SNe, ma anche gli *outflow* galattici possono rappresentare un meccanismo efficiente per rimuovere rilevanti quantità di polvere dal mezzo interstellare (crf. capitolo 2).

### 6.1.1 Le galassie ellittiche

Il modello chimico, sviluppato da Calura et al. per descrivere l'evoluzione delle galassie ellittiche è valido, in realtà, per tutti gli sferoidi, dunque anche per i *bulge* delle galassie spirali.

L'assunzione fondamentale su cui si basa questo modello è che gli sferoidi si formino a partire dal collasso di una nube di gas con composizione chimica primordiale, il quale innesca un evento di intensa e rapida formazione stellare. Inoltre, si assume che la formazione stellare si interrompa quando l'energia del mezzo inter-



stellare, riscaldato dai venti stellari e dalle esplosioni di SN (i.e., “vento galattico”), supera l’energia di legame del gas. A questo punto il vento galattico rimuove la maggior parte del gas rimasto. Dopo l’interruzione della formazione stellare, il vento galattico viene sostenuto dalle SNe di tipo Ia, che continuano ad esplodere fino a tempi recenti, e la durata della sua azione è determinata dall’equilibrio tra l’energia termica, fornita dalle SNe, e il raffreddamento del gas. Nel modello, il tasso di *outflow*  $(\dot{G}_i)_{out}$  è preso dello stesso ordine di grandezza dello SFR appena prima dell’intervento del vento galattico, come suggerito dalle osservazioni (e.g., Heckman 2002).

Inoltre, Calura et al. assumono che l’efficienza della formazione stellare sia maggiore per gli oggetti più massivi, i quali evolvono più rapidamente di quelli di massa più piccola (*downsizing*, crf. capitolo 1). Questo implica che il vento galattico si sviluppi dopo un tempo scala che varia sulla base della massa della galassia, e tale che le galassie più massive siano interessate da *outflow* in tempi precedenti. Questo meccanismo permette di riprodurre l’aumento del rapporto  $[\alpha/\text{Fe}]$  osservato al crescere della massa delle galassie ellittiche (e.g., Matteucci 1994, Pipino & Matteucci 2004).

Calura et al. producono diverse tracce evolutive per galassie di diversa massa, in particolare, per masse barioniche finali pari a  $3 \times 10^{10}$ ,  $10^{11}$  e  $10^{12} M_{\odot}$ . Il collasso, che innesca la violenta attività di formazione stellare che caratterizza lo stadio iniziale della SFH di questi oggetti, avviene su tempi scala inferiori a 0.5 *Gyr*. Le storie di formazione stellare ottenute sono riportate in figura 6.1.

Le tracce evolutive possono essere prototte sotto l’ipotesi di diverse IMF. In questo lavoro di tesi si considerano sia quelle ottenute sotto l’assunzione della IMF di Salpeter (1955), sia quelle che si ottengono assumendo una Top Heavy IMF (THIMF, Larson 1998). La IMF di Salpeter assicura che molti vincoli osservativi, quali le abbondanze stellari delle ellittiche locali, il diagramma colore-magnitudine e il contenuto totale di metalli, siano riprodotti. Assumere una THIMF produce, generalmente, maggiori masse di polvere (Gall et al. 2011a), maggiori metallicità (fino ad un fattore  $\simeq 0.5$  dex) e maggiori rapporti  $M_d - M_*$ , rispetto ai valori che si ottengono con la Salpeter IMF (figura 6.2). Recentemente (Calura et al. 2014), si è visto che l’assunzione di una Larson THIMF permette di riprodurre il contenuto di polvere delle galassie *starburst* a  $z \simeq 6$ .

### 6.1.2 Le galassie spirali

Per riprodurre l’evoluzione delle galassie spirali, Calura et al. (2009b) hanno usato il *single-infall model*, che descrive la formazione del disco sottile di gas e stelle della Galassia (Chiappini et al. 2001). Dunque, essi hanno assunto, in analogia con quanto osservato per la Via Lattea, che la massa barionica di tutte le galassie spirali sia dominata dal disco. Nello specifico, quello usato per le galassie spirali è

un modello “multi-zona”, secondo cui il disco è costituito da diversi anelli tra loro indipendenti, di spessore  $\simeq 2 \text{ kpc}$ , tali che non vi sia alcun scambio di materia tra essi. La formazione del disco avviene secondo lo scenario *inside-out*, dunque il suo tempo scala caratteristico aumenta al crescere della distanza dal centro galattico (Matteucci & François 1989).

Inoltre, Calura et al. assumono che i dischi più massivi evolvano più rapidamente, in analogia con quanto assunto per le galassie ellittiche e come confermato dalle osservazioni (*downsizing*, crf. capitolo 1). La densità superficiale di massa del disco è descritta da un profilo esponenziale ( $\Sigma_{tot}(R) = \Sigma_0 \exp(-R/R_d)$ ), mentre la densità superficiale di SFR  $\sigma_\psi$  è descritta in termini della densità superficiale di gas  $\sigma_g$  nella forma della legge di Kennicutt (1998), con  $\sigma_\psi \propto \sigma_g^{1.5}$ . Infine, come per le galassie ellittiche, si assume che l’efficienza della formazione stellare aumenti con la massa della galassia.

Per le galassie spirali, la IMF assunta è quella di Scalo (1986). Questa scelta assicura che la distribuzione delle abbondanze degli elementi chimici del disco sia ben riprodotta (Calura & Matteucci 2004).

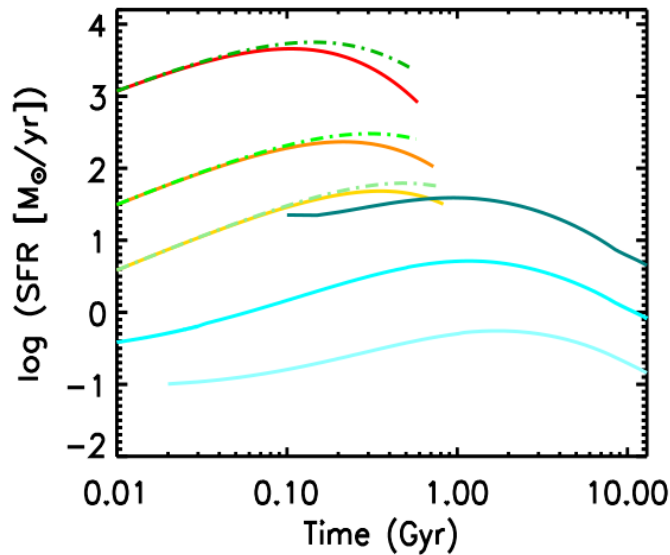


Figura 6.1: SFH di galassie ellittiche di massa  $3 \times 10^{10} M_\odot$  (giallo),  $10^{11} M_\odot$  (arancione) e  $10^{12} M_\odot$  (rosso); SFH di una galassia spirale nana (azzurro chiaro), di una galassia spirale *Milky Way-like* (ciano) e di una *M101-like* (blu). Per le tracce relative agli sferoidi, le linee continue sono state ottenute sotto l’assunzione della Salpeter IMF, mentre le tratteggiate, in gradazioni di verde, sotto l’ipotesi di una THIMF (Larson). Le tracce delle spirali sono state ottenute assumendo la IMF di Scalo - Calura et al. 2016.

Come per le ellittiche, anche per le spirali sono state prodotte tre diverse tracce evolutive, che differiscono per il contenuto di massa barionica della galassia. Questa varia tra le  $2 \times 10^9 M_\odot$  (*dwarf-like*) e le  $10^{11} M_\odot$  (*M101-like*). L’evoluzione

delle spirali di massa intermedia è riprodotta da quella della Via Lattea. In figura 6.1 sono mostrate le SFH ottenute per le spirali di diversa massa (in gradazioni di blu).

I modelli chimici permettono di ricavare l'evoluzione nel tempo cosmico della massa di gas, della metallicità e della massa di polvere. La figura 6.2 mostra gli andamenti per la massa di polvere e per il rapporto  $M_d - M_*$  presi da Calura et al. (2016), che saranno utilizzati in questo lavoro di tesi per interpretare gli oggetti

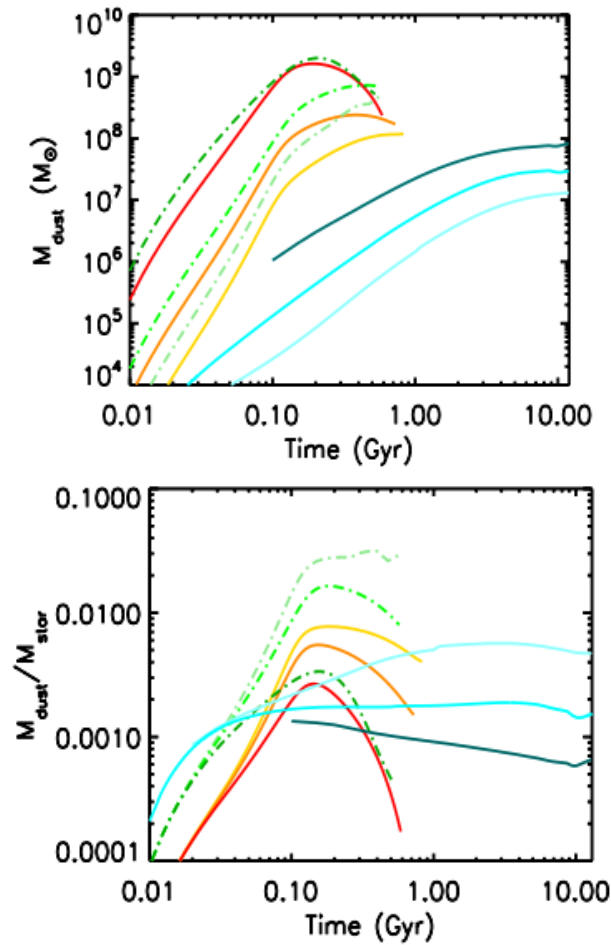


Figura 6.2: Evoluzione del contenuto di massa di polvere  $M_d$  (*sopra*) e del rapporto  $M_d - M_*$  (*sotto*) di galassie ellittiche di massa:  $3 \times 10^{10} M_\odot$  (giallo),  $10^{11} M_\odot$  (arancione) e  $10^{12} M_\odot$  (rosso); e di galassie spirali di massa diversa: nana in azzurro chiaro, *Milky Way-like* in ciano e *M101-like* in blu. Per le tracce relative agli sferoidi, le linee continue sono state ottenute sotto l'assunzione della Salpeter IMF, mentre le tratteggiate, in gradazioni di verde, sotto l'ipotesi di una THIMF (Larson). Le tracce delle spirali sono state ottenute assumendo la IMF di Scalo. - Calura et al. 2016.

del nostro campione.

Osservando la figura 6.2 (pannello inferiore), si vede che per gli sferoidi la crescita della massa di polvere, durante lo stadio iniziale di intensa e rapida formazione stellare, è molto ripida ( $M_d$  passa da  $0.0001 M_*$  a  $0.01 M_*$  in meno di  $0.5 Gyr$ ) e si arresta in corrispondenza della produzione del vento galattico che interrompe la formazione di stelle; per le galassie spirali la crescita è più *smooth* e continua fino a tempi recenti, finché il contenuto di polvere diventa quasi costante e si assesta intorno ad un valore compreso tra l'1 e lo 0.1 % della massa stellare. Il contenuto di polvere delle galassie ellittiche, invece, viene ridotto di circa 1-2 dex dall'azione del vento galattico e assume un valore che si aggira attorno a  $0.001 M_*$ . Questi andamenti rispecchiano chiaramente la diversa SFH dei due tipi di galassie (per una descrizione approfondita si rimanda al capitolo 1). La durata del processo di formazione di stelle e polvere, e il tempo in cui esso ha inizio, rispecchiano, invece, lo scenario evolutivo descritto dal *downsizing*.

Si noti come le tracce degli sferoidi ottenute assumendo una THIMF (linee tratteggiate in gradazioni di verde, figura 6.2) prevedano un maggiore contenuto di polvere di quello che si ottiene assumendo la Salpeter IMF (linee continue in gradazioni di rosso).

I modelli sviluppati da Calura et al. riproducono la relazione massa-metallicità e l'abbondanza della polvere interstellare nelle galassie di diverso tipo morfologico (Calura et al. 2008 e 2009b, Schurer et al. 2009, Pipino et al. 2011). Inoltre, i modelli che descrivono l'evoluzione dei proto-sferoidi, se associati a modelli spettro-fotometrici che includono l'emissione dei grani di polvere, riescono a spiegare l'evoluzione della banda K e della funzione di luminosità FIR nell'intervallo di redshift  $0 < z < 3$  (Pozzi et al. 2015).

### 6.1.3 Interpretazione dei risultati

In questo paragrafo, si vogliono confrontare le stime della massa di polvere e dello SFR degli oggetti del campione (si veda il capitolo 5) con i risultati ottenuti dai modelli di evoluzione chimica di Calura et al. (2009b, 2014, 2016) per galassie di diverso tipo morfologico, descritti nei paragrafi precedenti. Tale confronto è utile per l'interpretazione dei dati, in quanto consente di ricavare informazioni sulla possibile morfologia dei sistemi astrofisici e di porre dei vincoli sulla loro storia di formazione stellare.

#### Relazione tra la massa di polvere e la massa stellare

Come sostenuto da Santini et al. (2014), la correlazione positiva tra la massa di polvere e la massa stellare può essere interpretata come conseguenza della combi-

nazione delle relazioni esistenti tra massa stellare e SFR (la cosiddetta “sequenza principale delle galassie”, crf. cap. 1) e tra massa di polvere e SFR. Calura et al. (2016) aggiungono che essa può essere considerata una conseguenza della relazione massa-metallicità, visto che la maggior parte degli elementi refrattari nei grani di polvere sono metalli (e.g., Dwek 1998). Tuttavia, è importante tenere presente che le galassie non evolvono secondo il modello “scatola chiusa”, dunque processi come l’accrescimento di gas o gli *outflow* possono giocare un ruolo importante nel determinare questa relazione. Inoltre, il contenuto di polvere delle galassie dipende anche dalla formazione dei grani e dalla loro distruzione nelle onde d’urto delle SNe, che sono meccanismi molto complessi e non ancora compresi a fondo.

Anche se la sola relazione  $M_d - M_*$  non consente di capire l’importanza relativa di questi processi, esse mostra chiaramente che la crescita della massa di polvere avviene di pari passo con quella della massa stellare.

In figura 6.3 si riportano gli andamenti teorici ottenuti da Calura et al. (2016) per tre proto-sferoidi di massa barionica diversa ( $M_b \simeq 3 \times 10^{10}$ ,  $10^{11}$  e  $10^{12} M_\odot$ ) e per tre spirali di massa compresa tra  $2 \times 10^9 M_\odot$  (*dwarf-like*) e  $10^{11} M_\odot$  (*M101-like*), differenziati secondo il codice di colore riportato in figura. I simboli pieni sovrapposti alle tracce di Calura et al. rappresentano gli oggetti del campione di questo lavoro di tesi e mostrano come essi si distribuiscono sul piano  $M_d - M_*$ . Le masse di polvere sono quelle stimate seguendo il metodo descritto nel capitolo 3 e riportate nel capitolo 5 (tabella 5.3), mentre le masse stellari sono quelle ottenute da Fontana et al. (2006). Come spiegato nel capitolo 5, le masse stellari delle galassie del campione la cui stima è assente in Fontana et al. (2006), insieme a quelle degli oggetti con redshift discrepanti, da P. Santini (comunicazione privata), seguendo lo stesso metodo descritto in Fontana et al., e i risultati sono riportati in tabella 5.5. Le galassie del campione sono state suddivise in 3 bin di redshift: il primo, centrato in  $z = 1$ , si estende da  $z = 0.7$  a  $z = 1.5$  ed è costituito da 4 oggetti; il secondo, centrato in  $z = 2$ , è definito dall’intervallo  $1.5 < z < 2.5$  e comprende 13 oggetti; il terzo, invece, ha centro in corrispondenza di  $z \simeq 3$ , si estende da  $z = 2.5$  fino a  $z = 3.9$  e contiene 10 oggetti.

Dalla figura 6.3 si vede chiaramente che tutte le galassie del campione si distribuiscono nella zona dei proto-sferoidi (PSPH), e molte di esse in corrispondenza della parte ascendente delle tracce, appena prima del picco, che corrisponde al momento in cui il vento galattico interrompe la formazione stellare. Questo porta a pensare che si tratti di galassie che stanno ancora vivendo il periodo iniziale di intensa e rapida formazione stellare. Dopo l’intervento del vento galattico, la formazione stellare di questi oggetti si dovrebbe interrompere bruscamente ed essi dovrebbero continuare a evolvere solo a conseguenza dell’evoluzione delle popolazioni stellari già esistenti, trasformandosi nelle galassie ellittiche massive che si osservano nell’Universo locale.

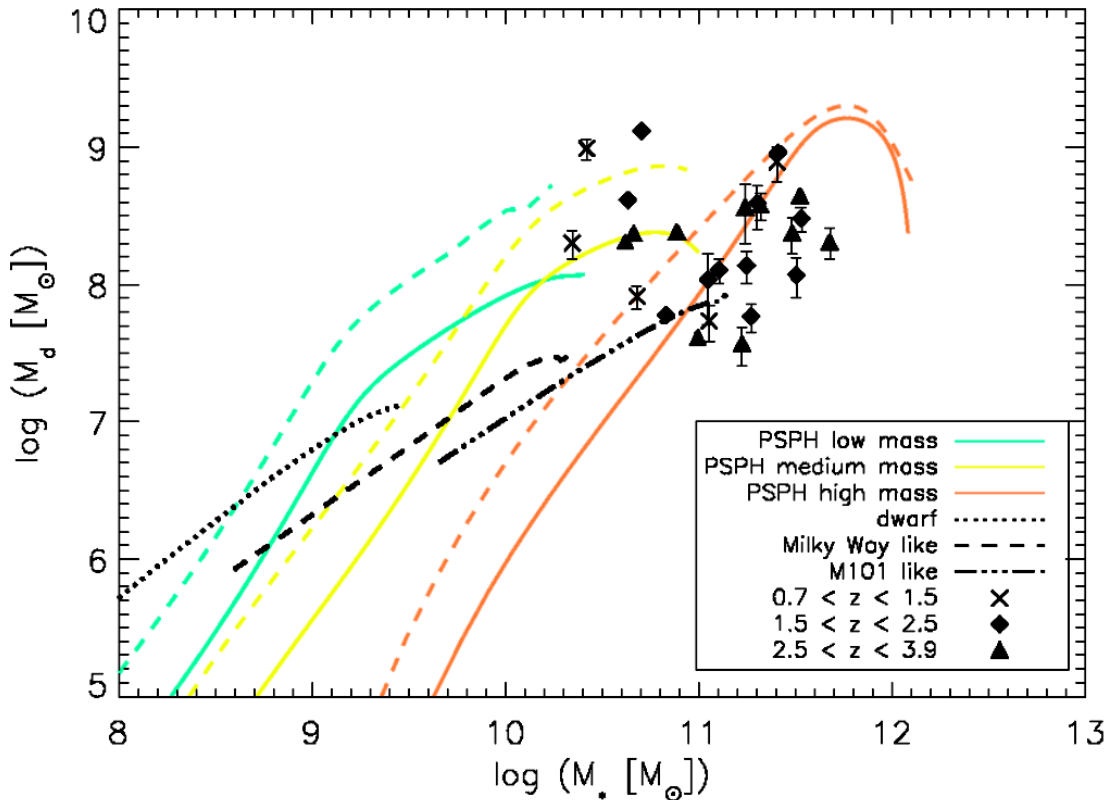


Figura 6.3: Massa di polvere in funzione della massa stellare per gli oggetti del campione. Le X rappresentano gli oggetti con  $0.7 < z < 1.5$ ; i rombi, quelli con  $1.5 < z < 2.5$ ; i triangoli, quelli con  $2.5 < z < 3.9$ . Le curve di diversi colori rappresentano gli andamenti previsti dai modelli chimici di Calura et al. (2009b, 2014, 2016): il codice di colore è lo stesso di quello in figura 6.2. L'errore è stato omesso quando confrontabile con le dimensioni del simbolo.

Si noti che alcuni oggetti si collocano nella zona di sovrapposizione delle tracce del PSPH di  $10^{12} M_{\odot}$  e della spirale *M101-like* (galassie con  $\log(M_*/M_{\odot}) \simeq 11$  e  $\log(M_d/M_{\odot}) \simeq 7.5$ ), per cui, stando a questo grafico, tali oggetti si potrebbero interpretare sia come controparti ad alto  $z$  di galassie spirali sia come proto-sferoidi. Il parametro chiave, che permette di porre vincoli più stringenti alla storia di formazione stellare di questi sistemi e di distinguere, tra i vari modelli, il più rappresentativo, è lo SFR. Il suo contributo sarà valutato più avanti, in modo tale da verificare il tipo morfologico di questi oggetti.

Osservando come si distribuiscono le galassie in figura 6.3, si può notare che la maggior parte di esse è consistente con la traccia del PSPH di massa maggiore ( $10^{12} M_{\odot}$ , in rosso). Lo stesso risultato è stato ottenuto da Calura et al. (2016) per le SMG del suo campione (selezionate nei campi COSMOS/GOODS). Inoltre, 4 dei 7 oggetti che si trovano in corrispondenza delle tracce dei PSPH di massa

intermedia (in giallo) sembrano esser meglio riprodotti se si assume una THIMF<sup>1</sup>, nonostante due di questi mostrino  $M_d$  maggiori anche di quelle riprodotte con la Larson IMF. Lo stesso si ha per molte sorgenti studiate da Calura et al. (2016). Ciò riflette un problema, emerso negli ultimi anni, che consiste nel fatto che il grande contenuto di polvere di certe SMG non riesce ad essere riprodotto dai modelli di evoluzione delle galassie: la massa di polvere formata per unità di massa stellare è significativamente maggiore di quella aspettata (Gall et al. 2011b, Calura et al. 2014, Rowlands et al. 2014, Michalowski 2015). L'assunzione di una THIMF solo in alcuni casi risolve il problema: in generale, permette solamente di ridurre la tensione tra i dati e i modelli.

Infine, osservando la figura 6.3, non si nota un particolare andamento in  $z$ : a fissata massa stellare, gli oggetti dei diversi bin di redshift appaiono distribuirsi sullo stesso intervallo di  $M_d$ . Questo risultato rispecchia il *trend* descritto e ampiamente commentato nel capitolo 5, a cui si rimanda il lettore.

### Relazione tra la massa di polvere e il tasso di formazione stellare

Molti studi hanno evidenziato l'esistenza di una stretta relazione tra la massa di polvere e lo SFR, sia per le galassie locali sia per quelle ad alto  $z$ , con pendenza che varia sulla base del redshift considerato (da Cunha et al. 2010, Rowlands et al. 2012, Hjorth et al. 2014, Santini et al. 2014). Lo studio simultaneo delle relazioni  $M_d - M_*$  e  $M_d - SFR$  è molto utile per districarsi tra le diverse SFH che possono caratterizzare i sistemi astrofisici.

La figura 6.4 mostra gli andamenti ottenuti da Calura et al. (2016) per tre proto-sferoidi di massa barionica diversa ( $M_b \simeq 3 \times 10^{10}$ ,  $10^{11}$  e  $10^{12} M_\odot$ ) e per tre spirali di massa compresa tra  $2 \times 10^9 M_\odot$  (*dwarf-like*) e  $10^{11} M_\odot$  (*M101-like*), differenziati secondo il codice di colore riportato in figura. I simboli pieni sovrapposti alle tracce di Calura et al. rappresentano gli oggetti del nostro campione e descrivono come essi si distribuiscono sul piano  $M_d - SFR$ . Le masse di polvere e gli SFR sono quelli stimati seguendo il metodo descritto nel capitolo 3 e riportati nel capitolo 5 (tabelle 5.3 e 5.4). Anche in questo caso, le galassie del campione sono state suddivise in tre bin di redshift, gli stessi definiti per il piano  $M_d - M_*$ .

Si noti che, in questo caso, si ha una chiara distinzione tra le tracce che descrivono i dischi (in nero) e quelle che descrivono gli sferoidi (linee colorate) le quali, a differenza di quanto si osserva per il piano  $M_d - M_*$  (figura 6.3), tendono ad occupare regioni distinte del grafico. Questo, a meno di una piccola sovrapposizione tra il modello del PSPH di massa inferiore (in verde) e quello della spirale più massiva (linea nera con tratteggio misto), che, però, si estende su un intervallo

<sup>1</sup>I dati non sono stati riscaldati mediante il fattore che converte le masse stellari calcolate per la Salpeter IMF nelle corrispondenti per la Larson IMF, in accordo con la decisione di Calura et al. (2016) - per approfondire si veda l'articolo.

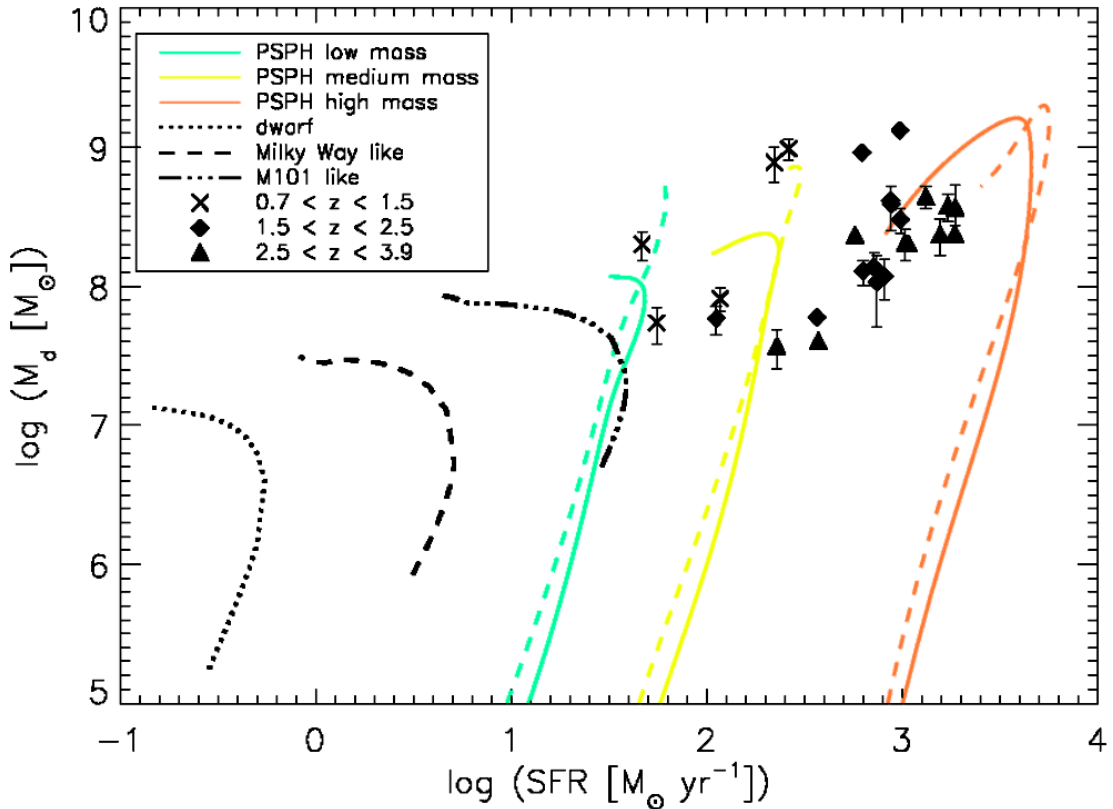


Figura 6.4: Massa di polvere in funzione dello SFR per gli oggetti del campione. Le X rappresentano gli oggetti con  $0.7 < z < 1.5$ ; i rombi, quelli con  $1.5 < z < 2.5$ ; i triangoli, quelli con  $2.5 < z < 3.7$ . Le curve di diversi colori rappresentano gli andamenti previsti dai modelli chimici di Calura et al. (2009b, 2014, 2016): il codice di colore è lo stesso di quello in figura 6.2. L'errore è stato omesso quando confrontabile con le dimensioni del simbolo.

di SFR molto stretto. La zona a bassi SFR e  $M_d$  è occupata dalle tracce dei dischi a spirale, mentre i PSPH si collocano in quella ad alti SFR e  $M_d$ .

Come si vede dalla figura 6.4, tutti gli oggetti del campione si distribuiscono in corrispondenza di alti valori di SFR e massa di polvere, dove si trovano le tracce dei PSPH: ora è possibile affermare con certezza che gli oggetti di tipo morfologico incerto, che in figura 6.3 si trovano nella zona di sovrapposizione tra la traccia della spirale *M101-like* e quella del PSPH più massivo, sono dei proto-sferoidi. La maggior parte delle galassie si distribuisce tra la traccia del PSPH di massa intermedia (in giallo) e quella del PSPH più massivo (in rosso), come osservato da Calura et al. (2016) per le SMG del loro campione.

Ancora una volta, la THIMF di Larson, che produce le tracce colorate e tratteggiate in figura 6.4, riesce a riprodurre meglio della Salpeter IMF la distribuzione degli oggetti con massa di polvere maggiore, a parità di massa stellare.



Si noti, infine, che le galassie che occupano la zona a SFR maggiore sono quelle del bin a redshift più alto ( $2.5 < z < 3.9$ ), e si distribuiscono in corrispondenza della traccia rossa del PSPH più massivo. Le galassie del bin a  $z$  minore si trovano a SFR più bassi, in corrispondenza della traccia gialla del PSPH di massa intermedia. Gli oggetti con redshift intermedio (del bin  $1.5 < z < 2.5$ ), si collocano sia sulla traccia gialla sia su quella rossa, ed anche nella zona compresa tra queste due. Questo risultato rispecchia il *trend* descritto e ampiamente commentato nel capitolo 5, a cui si rimanda il lettore.

## 6.2 L'approccio *model independent*

Come largamente spiegato nel capitolo 1, uno dei problemi dell'astrofisica moderna è quello di riprodurre al meglio la funzione di SFR<sup>2</sup>. Vincolare l'andamento di tale funzione, per ogni redshift, permette di ottenere una rappresentazione affidabile del piano  $SFR - M_*$ , che descrive la storia di evoluzione delle galassie, regolata dalla formazione stellare.

Storicamente, la funzione di SFR è stata determinata utilizzando (principalmente) dati UV, corretti per l'assorbimento della polvere, o dati IR. Tuttavia, mentre la funzione di SFR UV è ben determinata fino a  $z \simeq 8$ , quella infrarossa non può essere costruita per  $z \gtrsim 3$ , a causa del limite di sensibilità degli strumenti che oggi abbiamo a disposizione. Per  $z \lesssim 3$ , il confronto delle funzioni di SFR ricavate dalle luminosità UV con quelle ottenute dalle survey FIR, condotte con la camera SPIRE di *Herschel*, mostra che le survey UV sottostimano il numero di galassie con  $SFR \gtrsim 30 M_\odot yr^{-1}$  (Lapi et al. 2011, Gruppioni et al. 2013 e 2015, Magnelli et al. 2013, Mancuso 2016a). In particolare, mancano delle stime affidabili per valori intermedi di SFR, compresi tra le  $\simeq 30 M_\odot yr^{-1}$  (al di sopra di cui le misure UV scompaiono, anche se corrette per l'estinzione da polvere) e le  $\simeq 100 M_\odot yr^{-1}$  (al di sotto di cui non abbiamo misure FIR data l'attuale sensibilità degli strumenti). Da qui emerge, ancora una volta, l'importanza dell'emissione infrarossa delle galassie star-forming e, al contempo, quella di comprendere a fondo il ruolo della polvere interstellare nel processo di formazione delle stelle e di vincolare al meglio le caratteristiche della sua emissione.

Un altro importante obiettivo dell'astrofisica moderna è quello di determinare al meglio la funzione di luminosità degli AGN e la storia di accrescimento dei BH centrali. Questa necessità è diventata più "stringente" nel momento in cui è stato osservato il forte collegamento tra la massa dei BH al centro delle galassie *early-type* e alcune proprietà della galassia ospite, quali la dispersione di velocità delle stelle (e.g., Ferrarese & Merritt 2000) e la massa stellare (e.g., Magorrian et

---

<sup>2</sup>La funzione di SFR  $N(\log \psi, z)$  rappresenta il numero di galassie per  $Mpc^{-3}$  e bin logaritmico di SFR a un dato redshift  $z$ .

al. 1998). Il dibattito riguardo l'origine fisica di tale collegamento è tuttora aperto.

Per inserire le galassie del campione nel contesto della coevoluzione galassia-SMBH, si è deciso di fare riferimento agli articoli di Mancuso et al. (2016 a e b). Mancuso et al. (2016a) hanno determinato le funzioni intrinseche di SFR e di massa stellare utilizzando un approccio che risulta completamente indipendente da modelli teorici, in grado di tener conto dell'oscuramento da polvere. L'unica assunzione che viene fatta riguarda la possibilità di applicare l'equazione di continuità alle funzioni di luminosità e di SFR, come suggerito da Aversa et al. (2015). Questo, come spiegato più avanti, permette di risolvere il problema della non disponibilità di dati IR per  $z \gtrsim 3$ . Successivamente, Mancuso et al. (2016b), utilizzando ancora una volta l'approccio *model independent*, hanno ricavato la funzione di luminosità degli AGN, che hanno poi messo in relazione con la funzione di SFR di cui sopra. In questo modo, gli autori hanno individuato, su quello che chiamano "piano della coevoluzione", una sequenza principale degli AGN, in analogia con la sequenza principale delle galassie star-forming.

### 6.2.1 La funzione di SFR

Per costruire la funzione di SFR a  $z \lesssim 3$ , Mancuso et al. (2016a) hanno usato i dati UV corretti per l'estinzione per SFR  $\lesssim 30 M_{\odot} yr^{-1}$ , e i dati FIR per SFR  $\gtrsim 100 M_{\odot} yr^{-1}$ , tenendo, dunque, in considerazione quali sono gli intervalli di SFR per cui le stime sono affidabili. L'andamento della funzione di SFR per  $z \lesssim 3$  è stato ricostruito applicando un fit con una funzione di Schechter che dipende da 3 parametri ( $N, \psi_c, \alpha$ ):

$$N(\log \psi) = N(z) \left[ \frac{\psi}{\psi_c(z)} \right]^{1-\alpha(z)} e^{-\psi/\psi_c(z)} \quad (6.2)$$

ed è rappresentato in figura 6.5.

Per  $z \gtrsim 3$ , l'assenza di dati FIR non permette di stabilire il contributo delle galassie che producono stelle con alti SFR. Dunque, per vincolare la funzione di luminosità ad alto  $z$ , Mancuso et al. hanno usato le stime UV corrette per la polvere a  $z \gtrsim 8$ . Queste ultime si possono ritenere affidabili, poichè ci si aspetta che la quantità di polvere nelle galassie star-forming sia praticamente trascurabile ad un'età dell'Universo minore di  $6 \times 10^8 yr$ .

Facendo evolvere i 3 parametri della funzione di Schechter con una polinomiale in log-redshift e assumendo la continuità funzionale per la funzione di SFR intrinseco, gli autori hanno ricavato il comportamento della funzione di SFR per  $z \simeq 4 - 8$ , dove i dati IR sono completamente assenti (figura 6.6). La stima ottenuta implica una rilevante densità numerica di DSFG con SFR  $\gtrsim 100 M_{\odot} yr^{-1}$ ,

oggetti che le survey UV perdono totalmente, anche nel caso in cui i dati siano corretti per l'estinzione.

La validità della funzione di SFR è stata verificata confrontando il risultato ottenuto con diversi set di dati tra loro indipendenti, tra cui i conteggi di galassie a lunghezze d'onda FIR/sub-mm, la distribuzione in redshift di galassie lensate e la radiazione cosmica di fondo (per i dettagli si veda Mancuso et al. 2016a).

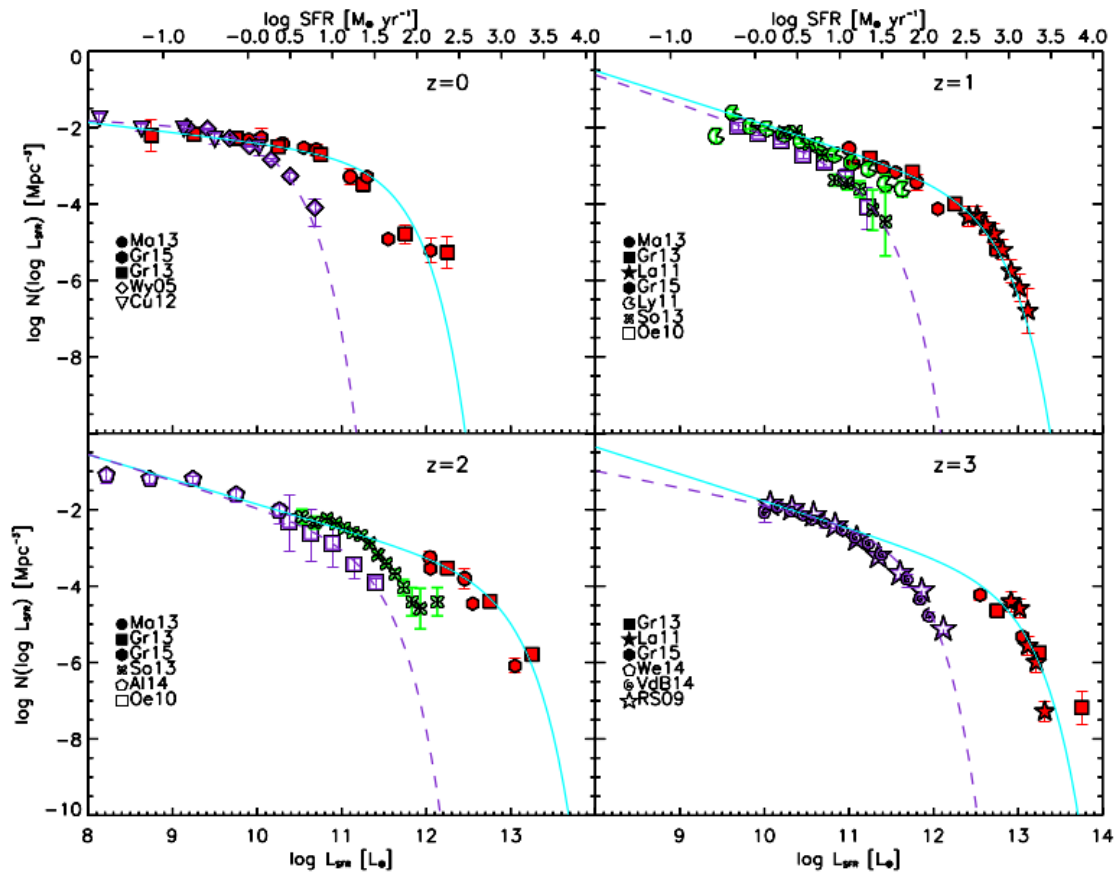


Figura 6.5: Funzioni di SFR per  $0 \leq z \leq 3$ . Le linee ciano rappresentano le funzioni di SFR intrinseco (UV+IR) ottenute da Mancuso et al. (2016a), mentre le linee viola tratteggiate mostrano le funzioni di SFR UV (corrette per l'estinzione). I simboli pieni si trovano in corrispondenza della densità numerica associata alla detezione di una galassia con redshift spettroscopico: in viola sono rappresentate quelle selezionate nell'UV o con la Ly $\alpha$ , in rosso sono rappresentati gli oggetti selezionati nell'IR/sub-mm - Mancuso et al. 2016a.

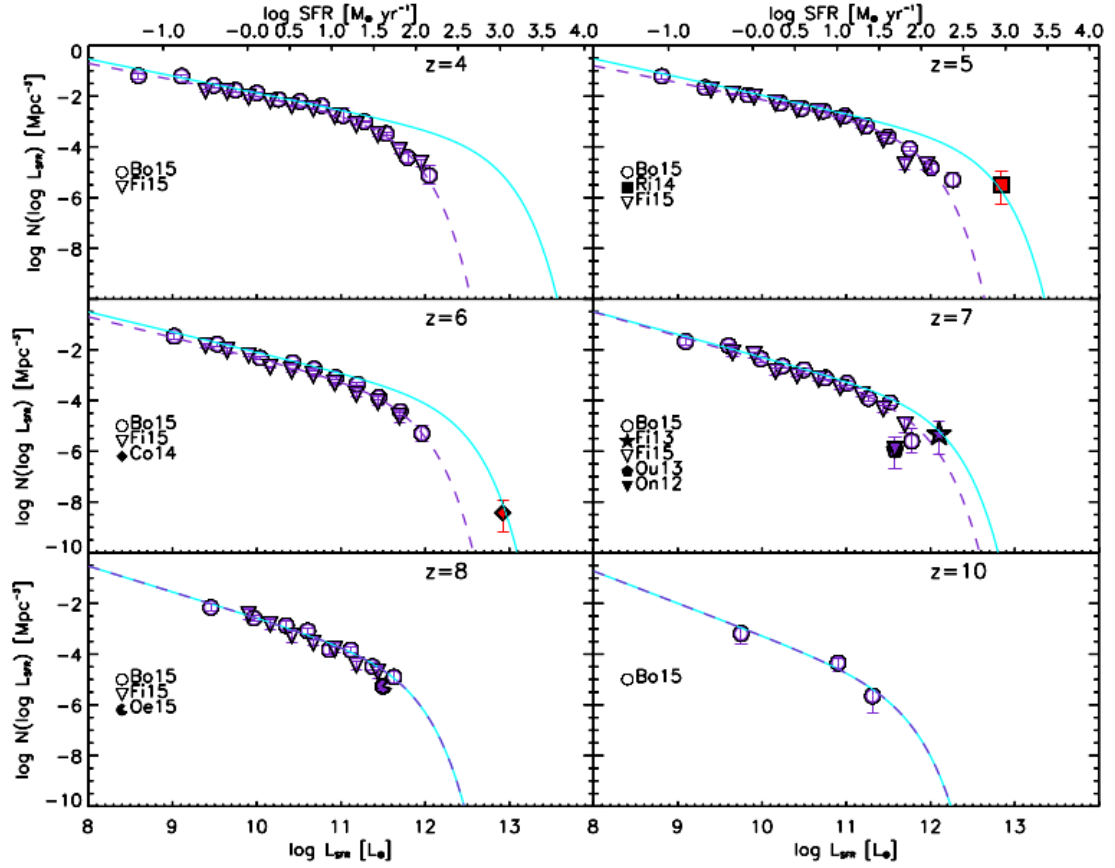


Figura 6.6: Funzioni di SFR per  $4 \leq z \leq 10$ . Linee e simboli diversi vanno interpretati come in figura 6.5 - Mancuso et al. 2016a.

## 6.2.2 La funzione di massa stellare

Mancuso et al. (2016a) deducono la funzione di massa stellare<sup>3</sup> a partire dalla funzione di SFR intrinseco, applicando l'equazione di continuit  (Aversa et al. 2015) e trascurando i fenomeni di merging.

Per determinare la funzione di massa stellare,   necessario assumere una storia di formazione stellare, che rappresenta l'andamento dello SFR in funzione del tempo galattico interno  $\tau$  per una galassia di massa  $M_*$  al tempo cosmologico  $t$ . Con questo scopo, Mancuso et al. fanno riferimento ai risultati degli studi di *SED-modeling* per galassie star-forming a  $z > 2$ , che suggeriscono un lento aumento a legge di potenza dello SFR  $\psi$  su un tempo scala  $\tau_*$ , seguito da un declino esponenziale sul tempo scala  $\tau_{SFR}$  (*delayed exponential model*, Lee et al.

<sup>3</sup>La funzione di massa stellare  $N(M_*, z)$  rappresenta il numero di galassie per  $Mpc^{-3}$  entro il bin di massa stellare  $M_*$  a un dato redshift  $z$ .

2009). Tale comportamento può essere descritto come segue

$$\begin{aligned}\psi(\tau|M_*, t) &= \psi_*(\tau/\tau_*)^{0.5} & 0 \leq \tau \leq \tau_* \\ &= \psi_* e^{-(\tau-\tau_*)/\tau_{SFR}} & \tau > \tau_*\end{aligned}\quad (6.3)$$

dove lo SFR al tempo  $\tau_*$  è associato alla massa stellare finale dalla relazione  $\psi(\tau_*) = M_*[\tau_*/(0.5 + 1) + \tau_{SFR}]^{-1}$ .

Per derivare la funzione di massa stellare, Mancuso et al. hanno risolto l'equazione di continuità per  $M_*$ , come discusso in Aversa et al. (2015). In figura 6.7 si vede che la massa stellare ottenuta risulta perfettamente consistente con recenti dati osservativi, a diversi redshift e indipendenti tra loro.

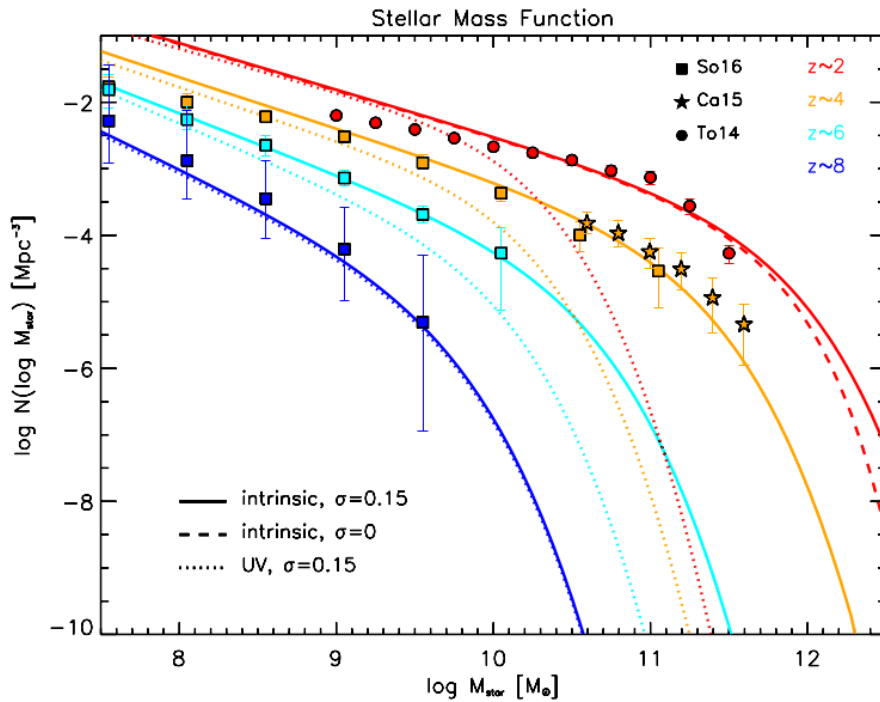


Figura 6.7: Funzione di massa stellare di galassie star-forming a redshift  $z = 2$  (rosso), 4 (arancione), 6 (ciano), 8 (blu). Le linee continue si riferiscono allo SFR intrinseco (UV+FIR) mentre le linee puntinate si riferiscono allo SFR ottenuto dai soli dati UV corretti per la polvere. I dati sono presi da Tomczak et al. (2014; cerchi), Caputi et al. (2015; stelle) and Song et al. (2016; quadrati) - Mancuso et al. 2016b.

### 6.2.3 Il piano SFR- $M_*$ e la sequenza principale delle galassie

L'interpretazione del piano  $SFR - M_*$  e della sequenza principale delle galassie proposta da Mancuso et al. (2016b) fa riferimento al cosiddetto *in-situ* scenario,

secondo cui la formazione stellare e l'accrescimento del buco nero centrale delle galassie sono processi tra loro strettamente collegati e capaci, da soli, di regolare e di giustificare l'intera storia evolutiva delle galassie. Secondo questo scenario, la formazione stellare è innescata dal collasso dell'alone di materia oscura, per poi essere regolata dalla fisica della materia barionica stessa all'interno dell'alone, in particolare dal feedback energetico delle SNe e degli AGN. Questa interpretazione si contrappone allo scenario *merger-driven* secondo cui la formazione stellare è guidata da eventi di merging tra galassie spirali ad alto  $z$  (si veda il capitolo 1).

In figura 6.8 viene illustrato l'andamento della luminosità delle stelle e del BH centrale (sopra) e quello della loro massa (sotto), proposto da Mancuso et al. (2016b). All'inizio, la formazione stellare è regolata dal feedback energetico delle SNe: lo SFR resta quasi costante nel tempo (la crescita è molto debole) e la luminosità dell'AGN centrale cresce in maniera esponenziale (poichè esso accresce materia). Nelle galassie massive, dopo una frazione di  $Gyr$  la potenza del nucleo diventa dominante: tramite il processo di feedback l'AGN rimuove quasi completamente il contenuto di gas e polvere dal mezzo interstellare della galassia ospite e la formazione stellare si arresta bruscamente. Dopodichè, la popolazione stellare della galassia evolve passivamente e questa, da galassia star-forming, si trasforma in una galassie rossa ellittica. La figura mostra che quando la luminosità dell'AGN non è ancora dominante, l'emissione X della galassia è prevalentemente legata all'attività di formazione stellare anche se l'emissione avviene principalmente nell'infrarosso

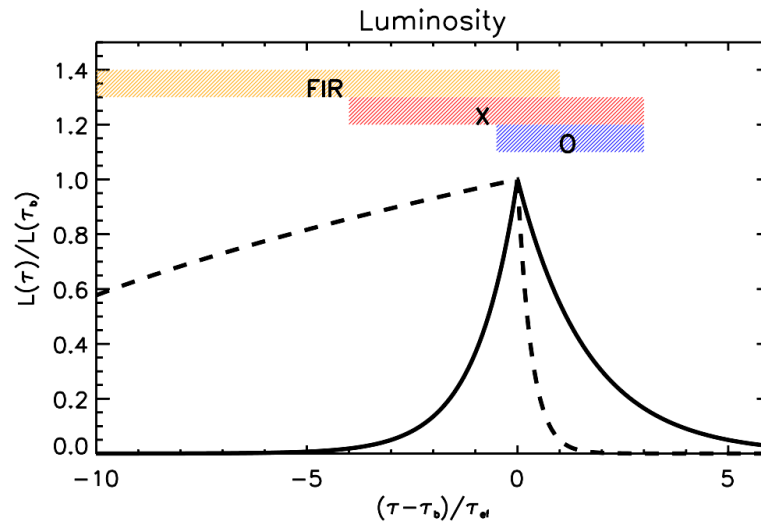


Figura 6.8: Evoluzione con l'età galattica (in unità del tempo di e-folding  $\tau_{ef}$  del BH) della luminosità, normalizzata al tempo in cui la luminosità dell'AGN picca e la formazione stellare è interrotta dal feedback dell'AGN ( $\tau_*$ ). La linea continua si riferisce alla luminosità dell'AGN e quella tratteggiata alla luminosità associata alla formazione stellare- *Mancuso et al. 2016b*.

(area arancione), soprattutto in ambienti ricchi di polvere; quando la luminosità dell'AGN inizia a divenire importante, osserviamo anche l'emissione X del nucleo (area rossa) e, dopo che il feedback energetico dell'AGN ha rimosso gran parte del contenuto di polvere della galassia, è possibile osservarne anche l'emissione ottica (area blu).

La figura 6.9 mostra il grafico  $SFR - M_*$  a  $z \simeq 2$  ottenuto da Mancuso et al. (2016b). Il codice di colore indica il logaritmo della densità numerica delle galassie per unità di volume comovente ( $Mpc^{-3}$ ). Si noti che la linea lilla, che rappresenta la sequenza principale delle galassie star-forming, è stata ottenuta semplicemente come media degli SFR (pesata sulla densità numerica) ad una data massa  $M_*$ . Le barre d'errore rappresentano la sua varianza a  $2\sigma$ . Dunque, nell'approccio usato da Mancuso et al., la sequenza principale delle galassie star-forming non è altro che un luogo statistico sul piano  $SFR - M_*$ . Le tracce evolutive delle galassie star-forming sono rappresentate, sempre in figura 6.9, da linee puntinate (dove le frecce indicano

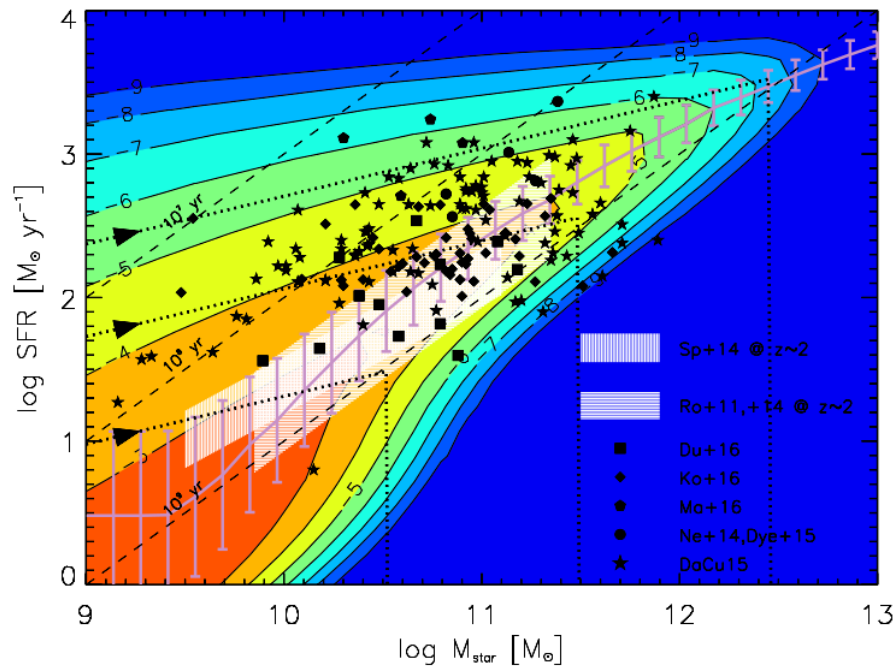


Figura 6.9: Sequenza principale delle galassie star-forming a  $z \simeq 2$ , ottenuta dalla funzione di SFR intrinseco (UV+IR); le linee puntinate mostrano tre tracce evolutive per galassie di massa stellare finale  $\simeq 10^{10.5}, 10^{11.5}, 10^{12.5} M_{\odot}$ ; le linee tratteggiate mostrano i tempi scala  $M_*/\dot{M}_*$ , come riportato sull'immagine. I simboli neri di forma diversa rappresentano i dati di letteratura (Dunlop et al. 2016, Koprowski et al. 2016, Ma et al. 2015b, Negrello et al. 2014, Dye et al. 2015, da Cunha et al. 2015), mentre le aree in bianco rappresentano le sequenze principali ottenute da Rodighiero et al. (2011, 2014) e Speagle et al. (2014), come riportato in legenda - Mancuso et al. 2016b.

il senso di lettura) in accordo con lo scenario *in-situ* descritto precedentemente. Ogni galassia, sulla base della sua massa, percorre una di queste tracce, lungo le quali lo SFR aumenta in maniera proporzionale a  $\tau^{1/2}$  ovvero proporzionalmente a  $M_*^{1/3}$ , dato che  $M_* \propto \tau^{3/2}$ , dove  $\tau$  è il tempo galattico interno. Dunque, la sequenza principale è il luogo dove è più probabile osservare gli oggetti che formano stelle, semplicemente perchè vi trascorrono più tempo.

Lo scenario evolutivo adottato da Mancuso et al. è sostenuto dalle stime delle età delle galassie effettuate da Cunha et al. (2015) e Ma et al. (2015b), che confermano l'andamento descritto dalle tracce evolutive (linee puntinate, figura 6.10).

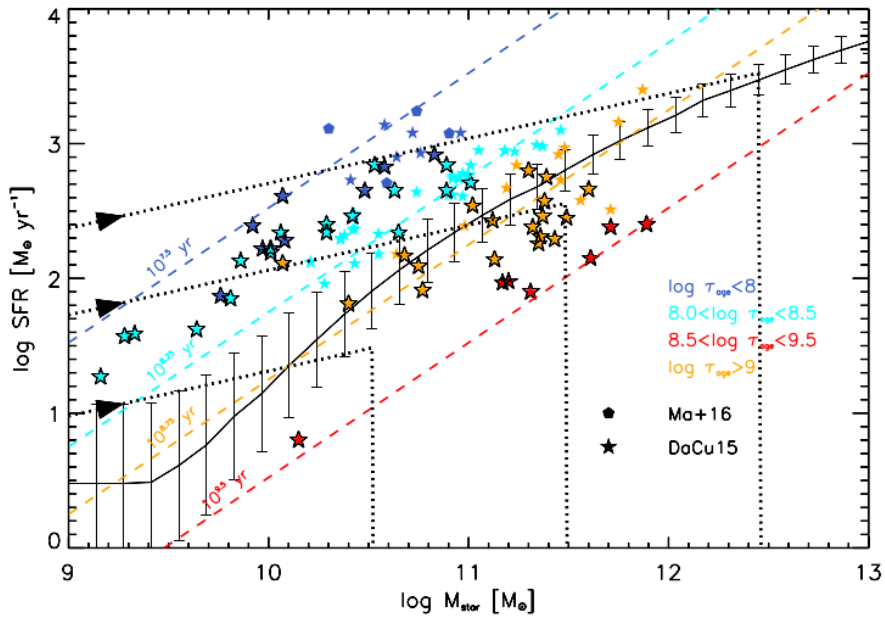


Figura 6.10: Sequenza principale delle galassie a  $z \simeq 2$ , ottenuta a partire dalla funzione di SFR intrinseco (UV+IR, linea nera continua); i simboli pieni rappresentano i dati FIR dei singoli oggetti di Ma et al. (2015b; pentagoni) e da Cunha et al. (2015; stelle), il codice di colore è in accordo con l'età  $\tau$  [yr] dell'oggetto (dedotta dalla SED):  $\tau < 10^8$  (blu),  $10^8 < \tau < 10^{8.5}$  (ciano),  $10^{8.5} < \tau < 10^9$  (arancione),  $\tau > 10^9$  (rosso)- Mancuso et al. 2016b.

#### 6.2.4 La funzione di luminosità degli AGN e la storia di accrescimento dei BH centrali

Per produrre la funzione di luminosità degli AGN è necessario assumere una storia di accrescimento dei BH centrali. Mancuso et al., per legittimare la storia di accrescimento da loro adottata, fanno riferimento al risultato ottenuto da Aversa et al. (2015), che ha assunto solo la validità dell'equazione di continuità per derivare



la funzione di massa dei BH (riportata in figura 6.11), confermata dal confronto con i dati.

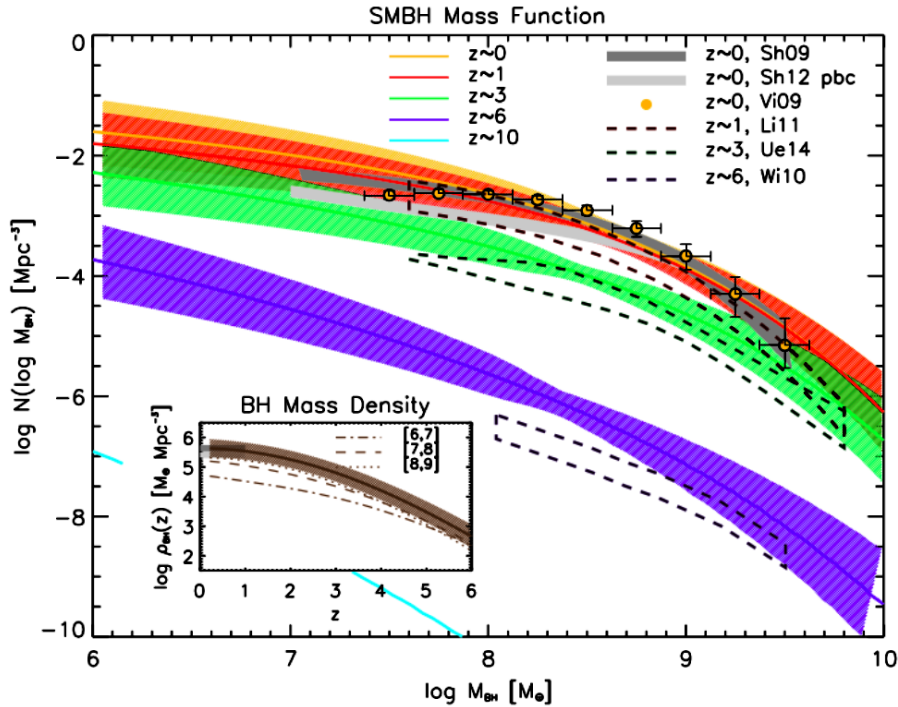


Figura 6.11: Funzione di massa dei SMBH  $N(\log M_{BH})$  in termini della massa finale del BH  $M_{BH}$ . Si riportano i risultati ottenuti con l'equazione di continuit  per  $z = 0$  (arancione), 1 (rosso), 3 (verde), and 6 (blu) rappresentati con linee continue: le aree colorate mostrano l'incertezza associata; la linea ciano   l'estrapolazione a  $z = 10$ . Le aree in grigio mostrano le stime di Shankar et al. (2009), i cerchi arancioni le determinazioni a  $z = 0$  di Vika et al. (2009), l'area in tratteggio rosso quelle a  $z \sim 1$  di Li et al. (2011), quella in verde le determinazioni a  $z \sim 3$  di Ueda et al. (2014), la blu le stime di Willott et al. (2010b) a  $z \sim 6$  - Aversa et al. 2015.

La storia di accrescimento dei BH proposta da Mancuso et al. (2016b; si vedano anche Lapi et al. 2014 e Aversa et al. 2015) fa riferimento, ancora una volta, allo scenario descritto dalla coevoluzione *in-situ*. Durante le prime fasi di crescita del BH centrale, le galassie star-forming ad alto redshift formano stelle in ambienti ricchi di polvere interstellare. Allora, per  $\tau \ll \tau_*$ , il BH   immerso in un ambiente ricco di gas e polveri e accresce materia a ratei moderatamente super-Eddington, perci  si trova in una condizione di inefficienza radiativa detta di *slim-disk*. La luminosit  del BH   di molto inferiore rispetto quella della galassia ospite, legata all'attivit  di formazione stellare. Per le galassie pi  massive, passato un tempo  $\tau \sim \tau_* \lesssim Gyr$ , la luminosit  dell'AGN aumenta fino a raggiungere o, addirittura, a superare quella della galassia ospite. L'energetica dell'AGN rimuove il gas e la polvere, la formazione stellare si interrompe bruscamente e l'AGN appare

sottoforma di un quasar ottico. Residui di gas possono accrescere ancora la massa del BH centrale, a ratei sub-Eddington, così il disco di accrescimento diventa sottile (*thin disk*) e il BH mostra la SED tipica degli AGN di tipo 1, come viene rappresentato in figura 6.12. Nella stessa figura sono indicati i momenti in cui l'AGN da "radio silent" (RS, *slim-disk accretion*) diventa "radio quiet" (RQ, *thin-disk accretion*), quello in cui raggiunge una luminosità X pari a  $10^{42} \text{ erg s}^{-1}$  e il momento, a  $z$  più bassi, in cui, come conseguenza di una interazione con altri oggetti, l'AGN può accendersi e divenire "radio loud".

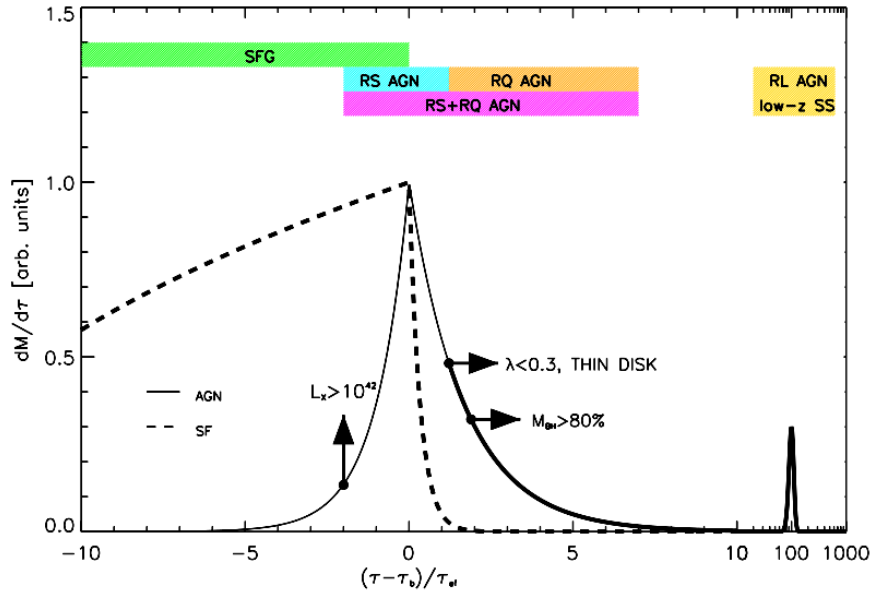


Figura 6.12: Evoluzione schematica con l'età galattica (in unità del tempo di e-folding del BH  $\tau_{ef}$ ) dello SFR (linea tratteggiata) e del tasso di accrescimento del BH (linea continua). La curva del BH è sottile dove l'AGN è radio silent, e spessa dove è radio active - *Mancuso et al. 2017*.

La curva di luce (figura 6.12) può essere descritta come segue (Lapi et al. 2014, Aversa et al. 2015, Mancuso et al. 2016b):

$$\begin{aligned}
 L_{AGN}(\tau | M_{BH}, t) &= L_{AGN,*} e^{(\tau - \tau_*)/\tau_{ef}} \quad 0 \leq \tau \leq \tau_* \\
 &= L_{AGN,*} e^{-(\tau - \tau_*)/\tau_{AGN}} \quad \tau > \tau_*
 \end{aligned}
 \tag{6.4}$$

A questo corrisponde, inizialmente, un aumento esponenziale della massa del BH, con un tempo scala caratteristico  $\tau_{ef}$ , che dipende dal tempo di Eddington e dall'efficienza dell'accrescimento, fino a raggiungere il valore  $M_{BH,*}$  in un tempo  $\tau \simeq \tau_*$ . Si assume all'incirca un  $\tau_{AGN} \simeq 3\tau_{ef}$ . Per le dipendenze complete si veda Mancuso et al. 2016b.

Il risultato ottenuto da Mancuso et al. (2016a), in figura 6.13, è in totale accordo con le osservazioni ottiche (Richards et al. 2006, Fan et al 2006, Croom et al. 2009, Jiang et al. 2009, Willott et al. 2010, Masters et al. 2012, Ross et al. 2013, Palanque-Delabruille et al. 2016) e X-ray (Fiore et al. 2012, Ueda et al. 2014, Aird et al. 2015, Miyaji 2015) più recenti e ciò legittima il modello di accrescimento del BH centrale appena descritto, basato sulla coevoluzione *in-situ*.

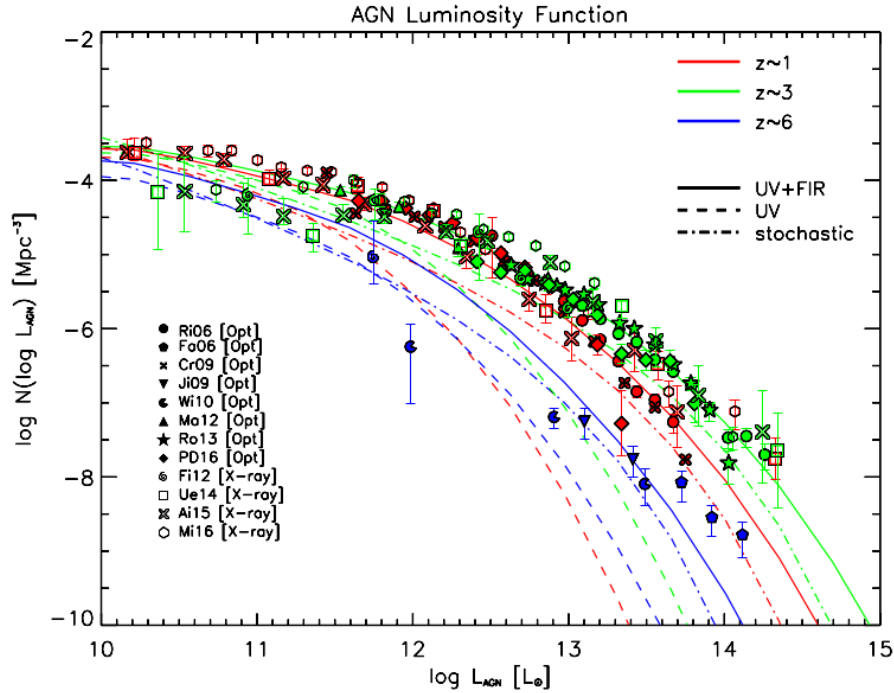


Figura 6.13: Funzioni di luminosità (bolometrica) dell'AGN a redshifts  $z = 1$  (linee rosse), 3 (linee verdi) and 6 (linee blu). Le linee continue si riferiscono al risultato ottenuto partendo dalle funzioni di SFR intrinseco (UV+IR); le linee tratteggiate si riferiscono alle funzioni di SFR dedotte solo da dati UV (corretti per la polvere)- Mancuso et al. 2016b.

### 6.2.5 Il piano della coevoluzione e la sequenza principale degli AGN

Mancuso et al. (2016b) propongono due piani della coevoluzione: il primo ha in ascissa lo SFR e in ordinata la luminosità degli AGN, il secondo ha in ascissa la massa stellare  $M_*$  e in ordinata la luminosità X. Di seguito si entrerà nel merito solo del secondo grafico, poichè è quello che è stato utilizzato per interpretare i risultati ottenuti in questo lavoro di tesi.

La figura 6.14 mostra il risultato ottenuto da Mancuso et al. (2016b) per  $z \simeq 2$ . Il codice di colore rappresenta la densità in numero degli oggetti per unità di volume comovante (in  $Mpc^{-3}$ ). Le linee puntinate rappresentano le tracce evolutive delle galassie che si ottengono assumendo lo scenario di coevoluzione *in-situ*, descritto nei paragrafi precedenti (le frecce indicano il verso dell'evoluzione). Il caratteristico profilo di queste tracce si deve all'andamento reciproco della curva di luce dell'AGN (figura 6.8) e della massa stellare: quando la luminosità dell'AGN cresce (nella fase iniziale, per  $\tau \lesssim \tau_*$ ) e decresce in maniera esponenziale (durante la fase finale, per  $\tau_* \lesssim \tau \lesssim \tau_{AGN}$ ), la massa stellare varia di poco, come mostrato in figura 6.15 (si osservi l'andamento della massa stellare intorno a  $(\tau - \tau_*)/\tau_{ef} = 0$ ).

Le linee lilla tratteggiate in figura 6.14 rappresentano la relazione media per le *detected galaxies* in banda X (quella più in alto) e quella ottenuta per i dati *stacked* (la linea più in basso). La media delle due coincide con la linea lilla continua al centro del grafico.

Si noti che la linea lilla più in alto (che rappresenta le *detected galaxies*) cresce al crescere della massa stellare. Questo si deve alla relazione tra la massa finale

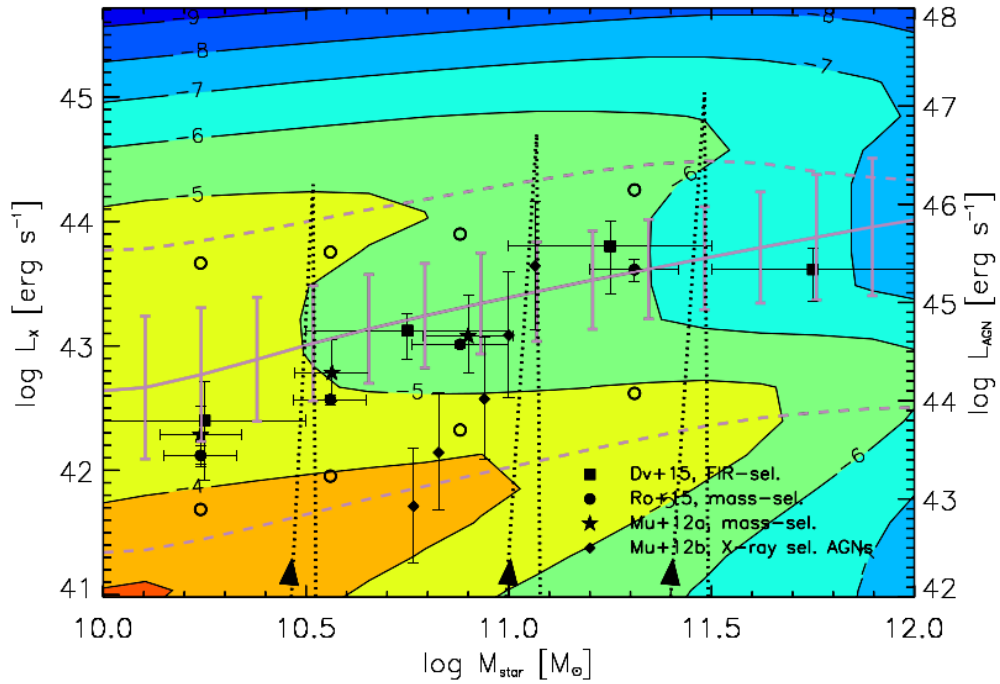


Figura 6.14: Relazione tra la luminosità X (asse sinistro) o la luminosità bolometrica dell'AGN (asse destro, solo per sorgenti *detected*) e la massa stellare delle galassie ospite a  $z \simeq 2$ . La relazione è stata ottenuta dalle funzioni di SFR intrinseco (UV+IR) e dalla storia di accrescimento del BH (par. 6.2.4) - Mancuso et al. 2016b.

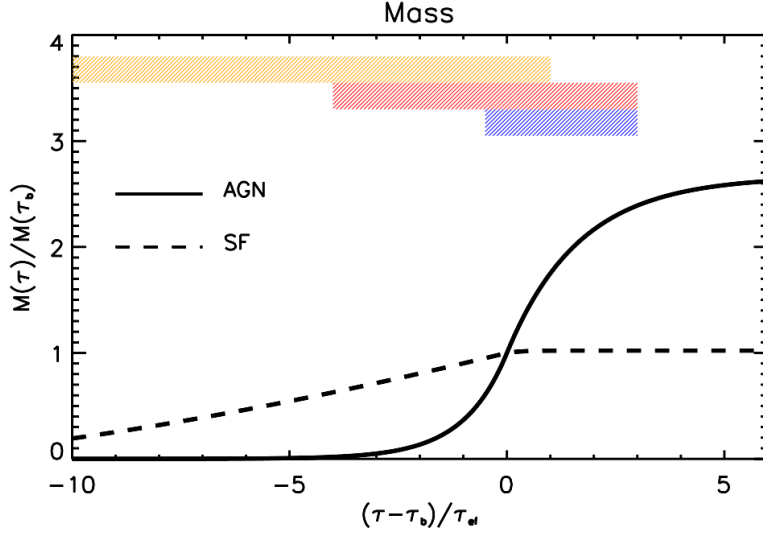


Figura 6.15: Crescita in massa con l'età galattica (in unità del tempo di e-folding  $\tau_{ef}$  del BH), normalizzata al tempo in cui la formazione stellare è interrotta dal feedback dell'AGN ( $\tau_*$ ). La linea continua si riferisce alla massa del BH centrale e quella tratteggiata alla massa stellare-*Mancuso et al. 2016b*.

del BH e la massa stellare della galassia ospite (*Mancuso et al. 2016b*):

$$M_{BH} = 1.5 \times 10^{-3} \left( \frac{1+z}{2} \right)^{\simeq 0.5} M_* \quad (6.5)$$

Per raggiungere una luminosità elevata, l'AGN deve accrescere molta materia e ciò avviene in galassie con una massa stellare piuttosto alta.

Per quanto riguarda, invece, l'interpretazione della relazione media per gli oggetti *undetected*, *Mancuso et al.* sottolineano che, in questo caso, dominano statisticamente le galassie star-forming, le quali presentano un'emissione da AGN trascurabile. Difatti, anche la formazione stellare è responsabile dell'emissione in banda X (emissione di Bremsstrahlung). L'emissione X da formazione stellare è, di solito, trascurabile per le sorgenti *detected* con luminosità X  $\gtrsim$  di qualche  $10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ , mentre le sorgenti *undetected* con  $L_X \lesssim 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$  sono dominate dalla formazione stellare (*Vattakunnel et al. 2012*). Allora, la relazione che vale per gli oggetti *undetected* semplicemente rispecchia la sequenza principale delle galassie, se si pensa di convertire la  $L_X$  in SFR.

La relazione media centrale non può essere interpretata fisicamente, dato che si ottiene a partire da due processi fisici differenti: la formazione stellare (sorgenti *undetected*) e l'accrescimento del BH centrale (sorgenti *detected*). Tuttavia, questo risultato viene confermato dal confronto con lavori che mediano i dati ottenuti dai due tipi di oggetti (*Mullaney et al. 2012 e 2015, Delvecchio et al. 2015, Rodighiero*

et al. 2015), come mostrato in figura 6.14.

### 6.2.6 Interpretazione dei risultati

Per interpretare i risultati ottenuti (si veda il capitolo 5) dal punto di vista dell'evoluzione delle galassie è necessario collocarli entro lo scenario evolutivo emerso negli ultimi decenni, ampiamente descritto nel capitolo 1. Le stime della massa di polvere e del tasso di formazione stellare, ottenute in questo lavoro di tesi, possono essere usate per capire come le galassie del nostro campione si relazionano con tale scenario. Difatti, queste quantità permettono di collocare gli oggetti del campione sui piani che attualmente meglio descrivono l'evoluzione delle galassie, essendo definiti a partire da quantità fisiche strettamente collegate alla loro attività di formazione stellare: il piano  $SFR - M_*$  e il piano  $L_X - M_*$ .

Il primo, permette di ottenere delle indicazioni sulla modalità con cui le galassie formano stelle e sulla loro SFH, in base alla collocazione degli oggetti nelle varie zone del grafico. Un'importante evidenza riguarda il fatto che la maggior parte delle galassie star-forming, ad ogni  $z$ , sembra seguire una stretta correlazione tra SFR e  $M_*$ , detta "sequenza principale delle galassie star-forming", osservata per la prima volta da Elbaz et al. (2007) e Daddi et al. (2007), e poi confermata da molti altri lavori (si veda il capitolo 1).

Il piano  $L_X - M_*$ , invece, permette di indagare la relazione tra la formazione stellare e l'attività del BH centrale delle galassie che formano stelle, sempre in base alla posizione degli oggetti sul grafico. In questo caso, sono state individuate due sequenze principali, una popolata dalle galassie la cui luminosità X è dominata dall'attività di formazione stellare (e può essere vista come l'analogo della sequenza principale delle galassie del piano  $SFR - M_*$ ), l'altra tale che la luminosità X degli oggetti che la popolano è dominata dal contributo dell'AGN centrale (Mancuso et al. 2016b).

Di seguito, le galassie del campione studiato in questa sede vengono collocate sui piani  $SFR - M_*$  e  $L_X - M_*$  e, in base alla loro distribuzione sui grafici, vengono interpretate in termini evolutivi, secondo la chiave di lettura proposta da Mancuso et al. (2016b).

#### Il piano $SFR - M_*$

Dato che la pendenza della sequenza principale delle galassie star-forming cambia con  $z$ , si è deciso di suddividere il campione in tre bin di redshift:

1.  $0.7 < z < 1.5$  (5 oggetti)
2.  $1.5 < z < 2.5$  (12 oggetti)

3.  $2.5 < z < 3.5$  (10 oggetti)

Visto lo scarso numero di oggetti del primo bin, si è scelto di collocare sul grafico  $SFR-M_*$  solo le galassie dei due a  $z$  maggiore, riproducendo la sequenza principale per il redshift centrale dei due sotto-campioni, rispettivamente  $z \sim 2$  (figura 6.16) e  $z \sim 3$  (figura 6.17).

Con questo fine, sono stati usati gli SFR stimati secondo il metodo illustrato nel capitolo 3 di questo lavoro di tesi, e riportati nel capitolo 5 (tabella 5.4). Si noti che per una delle 27 galassie del campione (ID MUSIC 9425) non è stato possibile stimare lo SFR (crf. capitolo 5): dunque la figura 6.16 rappresenta solo 11 dei 12 oggetti del sotto-campione a  $z \sim 2$ . Le masse stellari sono prese da Fontana et al. (2016), se disponibili. Come spiegato nel capitolo 5, le masse stellari dei restanti

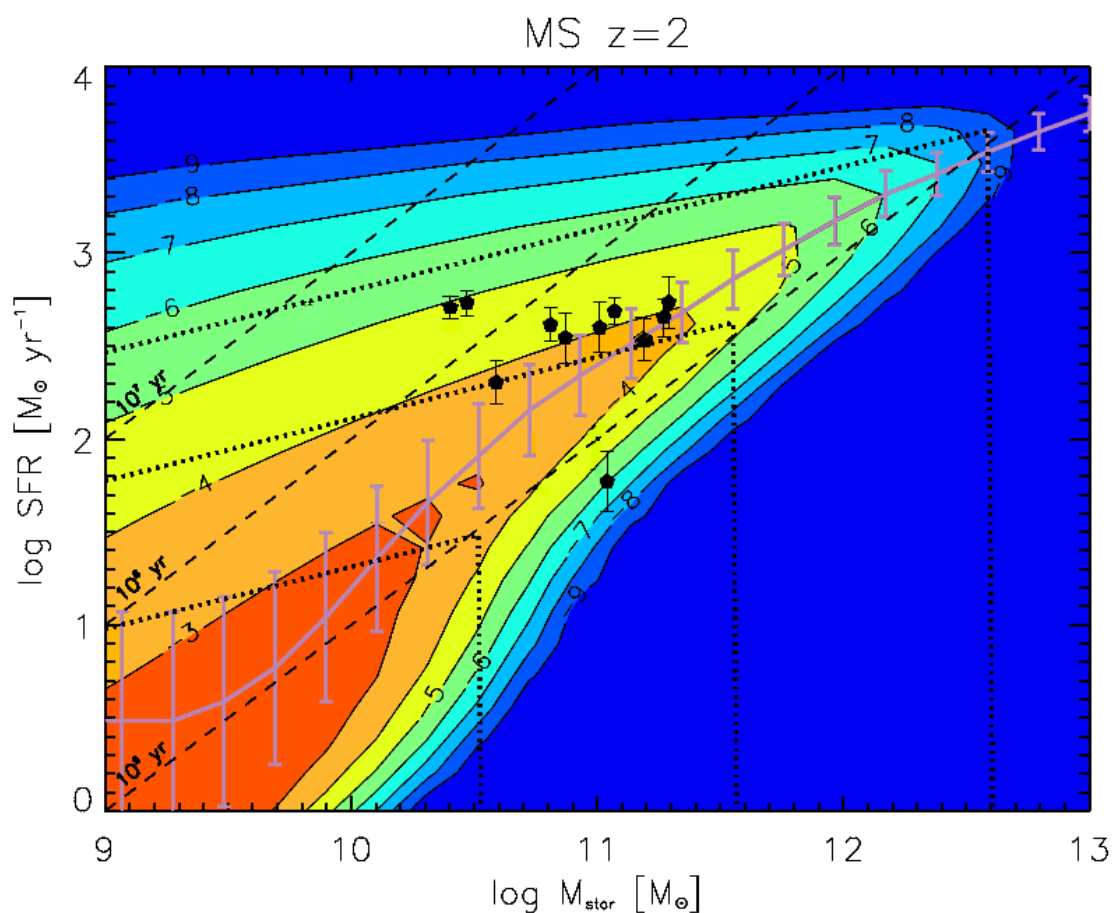


Figura 6.16: Sequenza delle galassie star-forming a  $z = 2$  (in lilla) con barre d'errore a  $2\sigma$  (da Mancuso et al. 2016b), a cui sono sovrapposti gli oggetti del campione che si collocano entro il bin di redshift  $1.5 < z < 2.5$ . Il codice di colore è uguale a quello della figura 6.9 così come il significato di tutte le linee del grafico.

oggetti e di quelli con  $z$  discrepanti rispetto quanto assunto da Fontana et al. sono state stimate da P. Santini (comunicazione privata), seguendo lo stesso metodo di Fontana et al. (2016). Le masse stellari adottate in questo lavoro di tesi sono riportate in tabella 5.5. Dato che i dati sono stati ottenuti sotto l'assunzione di una Salpeter IMF mentre Mancuso et al. assumono una Chabrier IMF, le masse stellari e gli SFR sono stati convertiti secondo l'indicazione di Casey et al. (2014). Nelle figure 6.16 e 6.17 si può vedere come le galassie del campione si distribui-

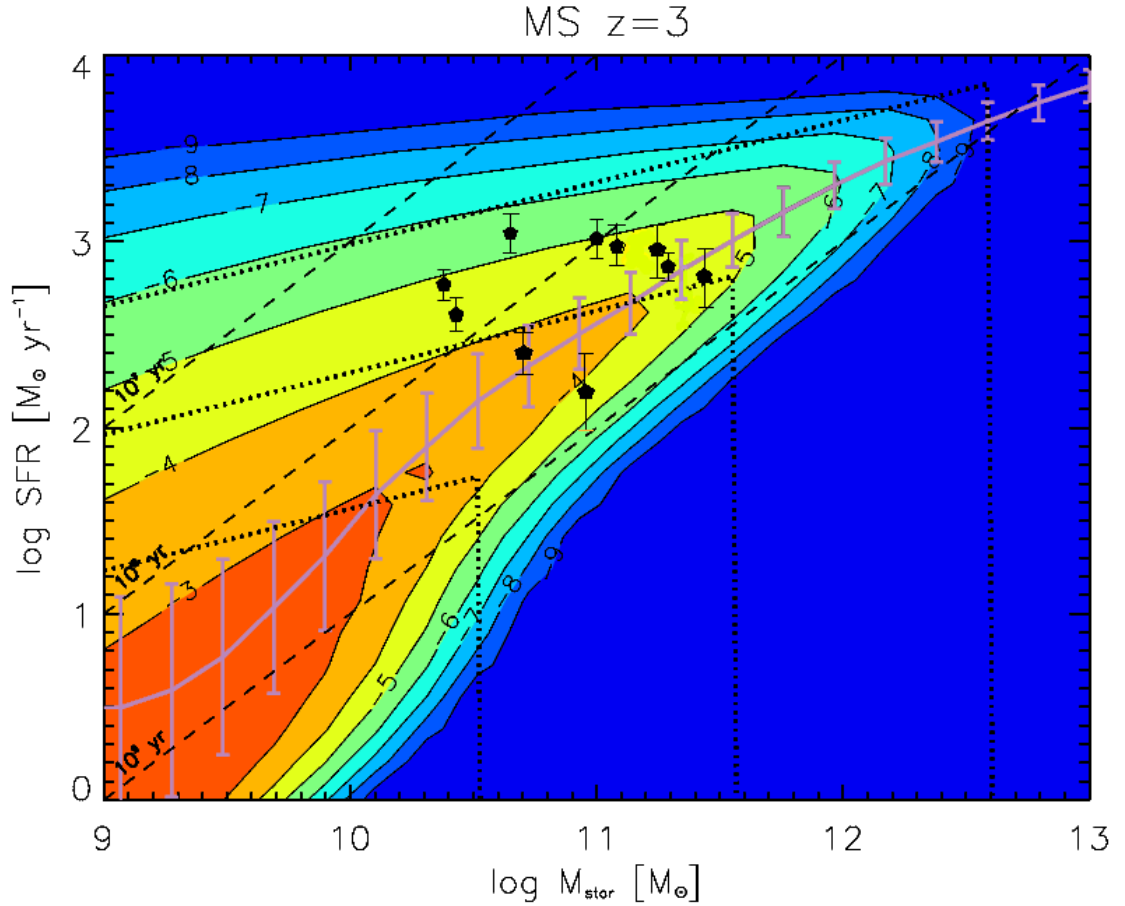


Figura 6.17: Sequenza delle galassie star-forming a  $z = 3$  (in lilla) con barre d'errore a  $2\sigma$  (da Mancuso et al. 2016b), a cui sono sovrapposti gli oggetti del campione che si collocano entro il bin di redshift  $2.5 < z < 3.9$ . Il codice di colore è uguale a quello della figura 6.9, così come il significato di tutte le linee del grafico.

scono sul piano  $SFR - M_*$ , distinguendo per i due bin di redshift di cui sopra. Il codice di colore rappresenta la densità in numero degli oggetti per unità di volume comovante (in  $Mpc^{-3}$ ), ricavata da Mancuso et al. (2016b) a partire dalle funzioni di SFR intrinseco e di massa stellare da loro dedotte. A  $z \sim 2$  (figura 6.16), la



maggior parte degli oggetti (8 su 11) si trova sulla sequenza principale (gli oggetti cadono entro i  $2\sigma$  della *main-sequence*, in lilla). Dei restanti tre oggetti, due si collocano a SFR maggiori di quelli di *main-sequence*, nella zona in alto a sinistra del grafico. All'altro oggetto, invece, corrisponde uno SFR di poco inferiore a quello di sequenza, a parità di massa stellare. A  $z \sim 3$  (figura 6.17), invece, solamente 5 dei 10 oggetti del sotto-campione si trovano sulla *main-sequence* (ossia sono tali da cadere entro i  $2\sigma$  della sequenza principale): tutti gli altri si collocano a SFR maggiori di quelli di sequenza, nella zona in alto a sinistra del grafico.

Come ampiamente descritto nel capitolo 1, gli *outliers*, ossia gli oggetti che sul piano  $SFR - M_*$  occupano la regione a SFR maggiori di quelli di sequenza, vengono tradizionalmente interpretati come galassie che stanno vivendo un periodo di rapida e intensa formazione stellare (galassie *starburst*), innescato dal merging o da una interazione dinamica con uno o più oggetti astrofisici (scenario *merger-driven*). Sebbene questo possa accadere facilmente a  $z \lesssim 1$ , con gli strumenti attuali è difficile riuscire a giustificare il grande numero di galassie star-forming, osservate ad alto redshift, con SFR che raggiungono anche le  $1000 M_\odot yr^{-1}$ , solo facendo riferimento ai merging. Questo è stato messo in evidenza da diverse simulazioni numeriche effettuate di recente (e.g., Rodriguez Gomez et al. 2015, 2016). Da qui nasce la necessità di fare riferimento a scenari alternativi per descrivere l'evoluzione delle galassie e la loro SFH.

L'interpretazione suggerita da Mancuso et al. (2016b) spiega la presenza degli *outliers* senza riferirsi ad alcuna interazione con altri oggetti, ma basandosi sulle tracce evolutive (le linee puntinate nelle figura 6.16 e 6.17, si veda il paragrafo 6.2.3) derivate dall'assunzione che la formazione stellare nelle galassie sia innescata dal collasso di una nube di gas e polveri e che la loro evoluzione sia guidata solamente dai dettami della fisica barionica e dal feedback negativo da SNe e AGN (scenario *in-situ*).

Seguendo la chiave di lettura di Mancuso et al. (2016b), gli *outliers* del nostro campione dovrebbero essere galassie osservate durante il loro stadio evolutivo iniziale e mentre accrescono la loro massa stellare, secondo l'andamento descritto dall'equazione (6.3). Col crescere della massa stellare, tali galassie si andranno a spostare (seguendo la porzione diagonale di una delle tracce puntinate, a seconda della loro massa stellare) verso la sequenza principale, attorno alla quale esse trascorreranno la maggior parte della loro vita. Dopodichè, trattandosi di oggetti massivi, la loro attività di formazione stellare verrà interrotta bruscamente a causa dell'energetica rilasciata dall'AGN centrale (momento che corrisponde ai vertici delle tracce evolutive).

In questa ottica, l'oggetto sotto-sequenza del grafico a  $z \sim 2$  (figura 6.16), dovrebbe essere una galassia che sta risentendo degli effetti del feedback da AGN (data la sua massa elevata  $\simeq 10^{11} M_\odot$ ). Quando avrà perso quasi completamente

il combustibile per la formazione stellare, essa inizierà ad evolvere passivamente, andando a popolare la parte del grafico a SFR molto minori di quelli di sequenza (seguendo la traccia puntinata verticale che corrisponde alla sua  $M_*$  finale).

Per verificare la correttezza di questa interpretazione, sarebbe necessario determinare le età delle galassie del nostro campione. Difatti, ci si aspetta che le galassie al di sopra della *main-sequence* siano le più giovani, che quelle di sequenza siano di età intermedia e che quelle a SFR minori abbiano un'età più avanzata. Non disponendo di questa informazione, non è stato possibile verificare la validità dell'interpretazione di Mancuso et al. (2016b) per gli oggetti del campione. Tuttavia, il fatto che metà delle galassie del bin di redshift a  $z \sim 3$  siano *outliers* e che, invece, la maggioranza delle galassie del bin a  $z \sim 2$  siano oggetti di sequenza, può essere un segnale del fatto che i nostri *outliers* siano effettivamente più giovani degli altri oggetti.

Si noti che l'interpretazione in termini evolutivi degli oggetti del campione

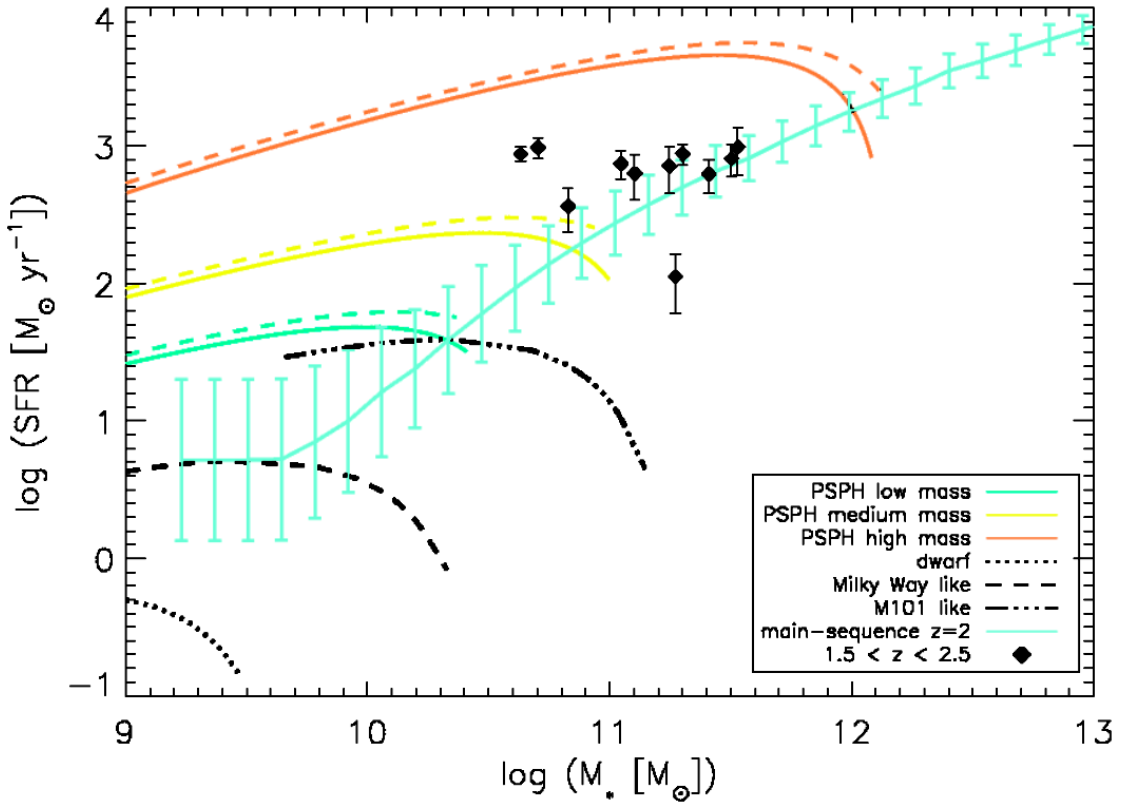


Figura 6.18: Sequenza principale delle galassie a  $z = 2$  da Mancuso et al. (2016b), le barre d'errore corrispondono alla varianza a  $2\sigma$  (in azzurro). Ad essa sono sovrapposte le tracce di evoluzione chimica da Calura et al. (2016), secondo il codice riportato sull'immagine, e gli oggetti del campione del bin di redshift  $1.5 < z < 2.5$  (rombi pieni).

proposta in questa sede, che segue l'approccio di Mancuso et al. (2016), è del tutto coerente con quella ricavata dal confronto con i modelli di evoluzione chimica di Calura et al. (2009b, 2016). Per confrontare direttamente i due risultati, si è scelto di rappresentare sul piano  $SFR - M_*$  le tracce teoriche dei vari modelli di Calura et al., insieme ai dati del nostro campione e alla *main-sequence* di Mancuso et al. (2016 a e b), convertita per una Salpeter IMF come indicato in Casey et al. (2014). Anche in questo caso, si sono realizzate due immagini, una con la sequenza a  $z = 2$  e gli oggetti del sotto-campione a  $z$  intermedio (figura 6.18), l'altra con la sequenza a  $z = 3$  e gli oggetti del sotto-campione a  $z$  maggiore (figura 6.19).

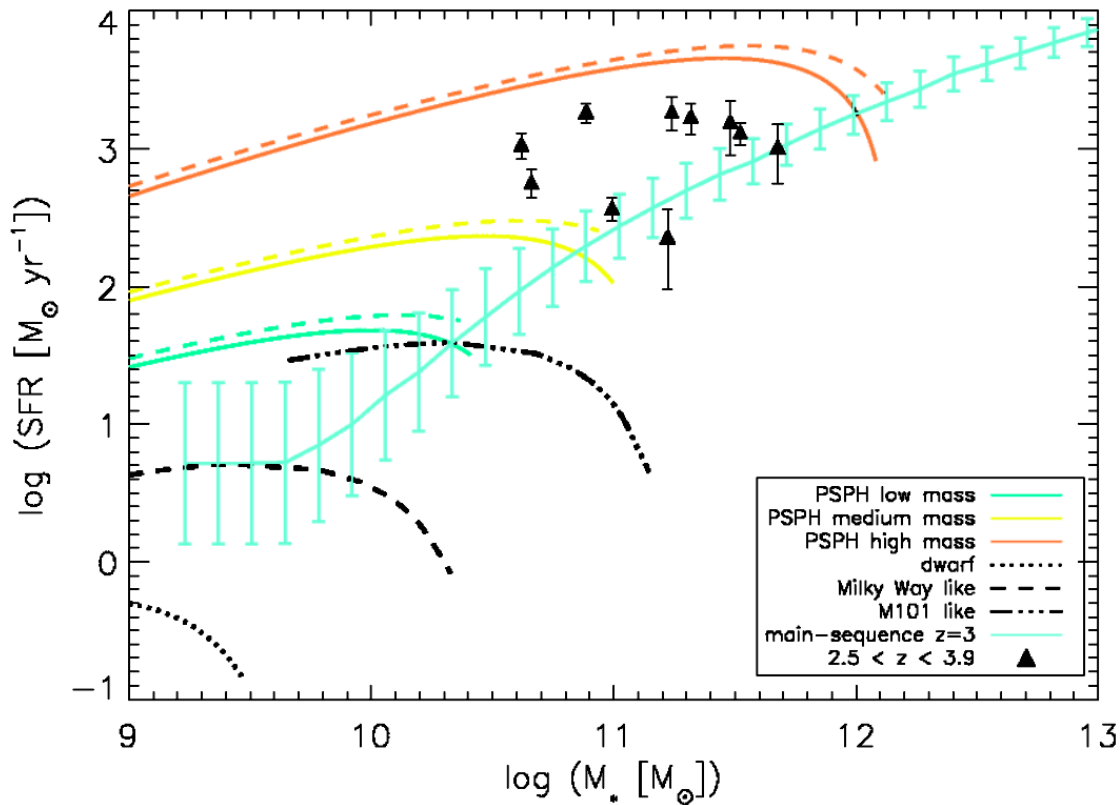


Figura 6.19: Sequenza principale delle galassie a  $z = 3$  da Mancuso et al. (2016b), le barre d'errore corrispondono alla varianza a  $2\sigma$  (in azzurro). Ad essa sono sovrapposte le tracce di evoluzione chimica da Calura et al. (2016), secondo il codice riportato sull'immagine, e gli oggetti del campione del bin di redshift  $2.5 < z < 3.9$  (triangoli pieni).

Una prima osservazione decisamente interessante riguarda la forma che le tracce evolutive di Calura et al. assumono sul piano  $SFR - M_*$ : queste mostrano una crescita moderata dello SFR all'aumentare della massa stellare, negli stadi iniziali dell'evoluzione delle galassie; raggiunto il massimo delle curve di evoluzione, che cade più o meno in corrispondenza della *main-sequence*, la crescita in SFR e in

massa si interrompe: lo SFR cala mentre la massa stellare si mantiene costante e il suo valore è pari alla massa finale del sistema ( $\simeq 3 \times 10^9 M_\odot$  per la spirale *dwarf* e  $\simeq 10^{11} M_\odot$  per la *M101-like*;  $\simeq 3 \times 10^{10}$ ,  $10^{11}$ ,  $10^{12} M_\odot$  rispettivamente per la traccia verde, gialla e rossa dei PSPH). L'andamento è uguale a quello proposto da Mancuso et al. (2016b), l'unica differenza consiste nel modo in cui viene spiegato l'arresto della formazione stellare. Calura et al. (2009b, 2016), che non includono nei loro modelli il contributo dell'AGN, imputano l'interruzione dell'attività di formazione stellare all'intervento del vento galattico, legato al feedback da SNe, che rimuove gran parte del gas e della polvere dalla galassia. Mancuso et al. (2016 a e b), invece, attribuiscono questo fenomeno all'energetica rilasciata dall'AGN centrale, almeno per le galassie sufficientemente massive da far sì che il SMBH accresca materia a tal punto da attivarsi.

La collocazione degli oggetti sui due grafici è perfettamente compatibile con quanto descritto e commentato in precedenza, sia per quanto riguarda il confronto con i modelli chimici di Calura et al. (paragrafo 6.1.3), sia per quanto concerne l'interpretazione suggerita da Mancuso et al. (sopra): gli oggetti del campione sono proto-sferoidi e sono stati osservati nel momento di massima attività di formazione stellare.

### Il piano $L_X - M_*$

Prima di costruire il piano  $L_X - M_*$  per il nostro campione, è necessario attribuire alle galassie una luminosità X. Con questo scopo, si fa riferimento al catalogo di sorgenti X ottenuto di recente (Luo et al. 2016) da una esposizione di  $\simeq 7$  Ms del *Chandra* Deep Field South (CDF-S), che copre  $484.2 \text{ arcmin}^2$  e si trova in corrispondenza dei campi GOOOS-S, CANDELS e HUDF-S (figura 6.20). Il catalogo contiene 1008 sorgenti, ognuna delle quali è stata osservata almeno in una delle seguenti bande X:  $0.5 - 7.0 \text{ keV}$ ,  $0.5 - 2.0 \text{ keV}$  e  $2 - 7 \text{ keV}$ . I flussi limite raggiunti nella regione centrale del campo di area  $1 \text{ arcmin}^2$  sono  $\simeq 1.9 \times 10^{-17}$ ,  $\simeq 6.4 \times 10^{-18}$  e  $2.7 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , rispettivamente nelle tre bande X.

Per cercare le controparti X degli oggetti del campione tra le sorgenti del catalogo 7 Ms CDF-S, si è usato, ancora una volta, TOPCAT (crf. capitolo 4). In particolare, l'associazione è stata effettuata mediante uno *sky-match* tra le coordinate GOODS-MUSIC degli oggetti del campione e quelle *Chandra* da Luo et al. (2016), preso un raggio di ricerca pari a  $1.5 \text{ arcsec}$ , poichè questa è la distanza angolare che massimizza le associazioni vere e rende minime le false coppie (figura 6.21). In questo modo si trovano le controparti X per 15 galassie delle 27 del campione. In tabella 6.1 si riportano gli ID e la separazione in arcosecondi.

Luo et al. (2016) hanno derivato le luminosità a  $0.5 - 7.0 \text{ keV}$  degli oggetti del catalogo 7 Ms CDF-S a partire dal flusso osservato nell'intera banda X, nella banda *soft* o in quella *hard*, in ordine di priorità. Questo, applicando la correzione

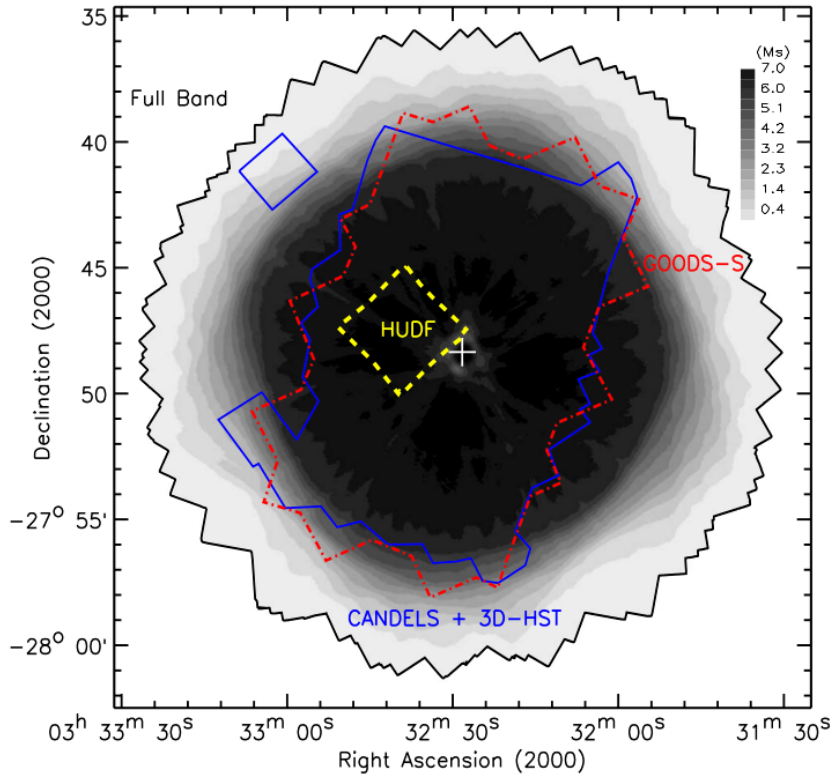


Figura 6.20: Mappa *full-band* dell'esposizione effettiva del 7 Ms CDF-S. La barra in alto a destra riporta le scale di grigio che corrispondono alle diverse esposizioni effettive, misurate in Ms - Luo et al. (2016).

k e correggendo per l'assorbimento della Galassia, sotto l'assunzione di uno spettro a legge di potenza. Le luminosità derivate dai flussi nelle diverse bande sono tra loro consistenti, poichè la forma spettrale assunta è la stessa. Tuttavia, le luminosità così ottenute sono “apparenti”, poichè non tengono conto di alcun eventuale assorbimento intrinseco. Dunque, Luo et al. hanno stimato l'assorbimento intrinseco ( $N_{H,int}$ ) delle sorgenti con il Portable, Interactive, Multi-Mission Simulator (PIMMS)<sup>4</sup>, assumendo che lo spettro intrinseco a legge di potenza abbia un indice spettrale fissato, pari a 1.8, e che ogni indice spettrale effettivo minore di 1.8 denoti la presenza di assorbimento intrinseco. Per le sorgenti con indice spettrale effettivo maggiore di 1.8 gli autori hanno assunto un  $N_{H,int} = 0$ . In questo modo, Luo et al. ottengono le stime delle luminosità intrinseche a  $0.5 - 7.0 keV$  degli oggetti del catalogo 7 Ms CDF-S. Quelle delle 15 sorgenti del nostro campione con controparte X sono riportate in tabella 6.1.

Dato che il grafico  $L_X - M_*$  è costruito a partire dalle luminosità a  $2 - 10 keV$ ,

<sup>4</sup><http://cxc.harvard.edu/toolkit/pimms.jsp>.

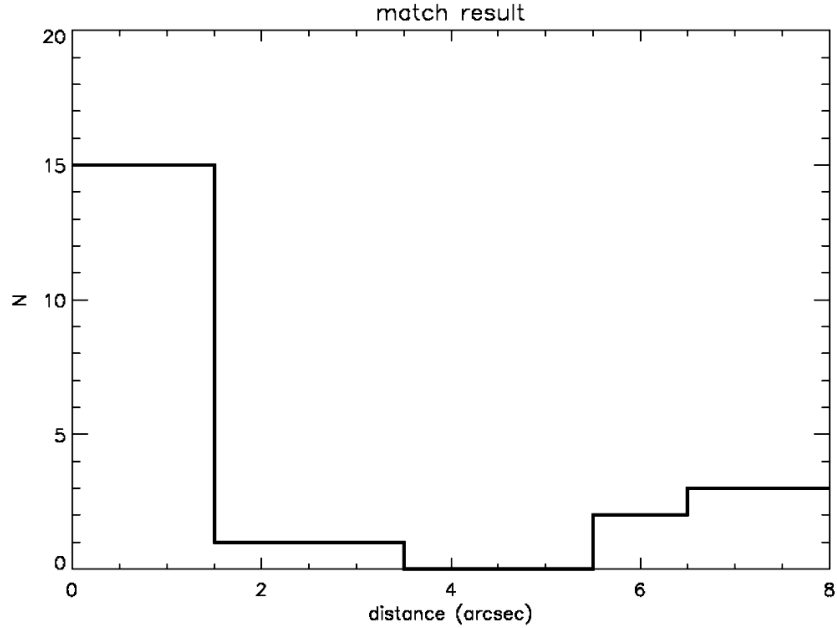


Figura 6.21: Istogramma non cumulativo del numero di coppie ottenute dal match tra il campione di galassie studiato in questo lavoro di tesi e il catalogo 7 Ms CDF-S, in funzione della separazione angolare.

è stato necessario convertire quelle  $0.5 - 7.0 \text{ keV}$  di Luo et al. (2016). Il fattore di conversione, che permette di passare dalla  $L_{0.5-7 \text{ keV}}$  alla  $L_{2-10 \text{ keV}}$ , è stato stimato attraverso WebPIMMS<sup>5</sup> (lo stesso simulatore usato da Luo et al. per la stima dell' $N_{H,int}$ ), noto l'indice spettrale intrinseco da Luo et al. (2016). Gli indici spettrali effettivi, quelli intrinseci, le luminosità a  $2 - 10 \text{ keV}$  e i fattori di conversione  $L_{0.5-7 \text{ keV}} - L_{2-10 \text{ keV}}$  sono riportati in tabella 6.1, insieme ai redshift adottati da Luo et al. per le 15 sorgenti del nostro campione.

Confrontando i redshift assunti da Luo et al. (2016) e quelli adottati in questo lavoro di tesi (tabella 6.1) si notano diverse discrepanze, le più evidenti sono quelle di ID MUSIC 7280 - ID X 640 e ID MUSIC 4099 - ID X 342 (che da qui in avanti saranno denotate come “associazioni incerte”). Per ottenere dei risultati consistenti con quelli ottenuti finora, si è scelto di riportare il valore delle  $L_{2-10 \text{ keV}}$  a quello che avrebbero se per tutte le sorgenti si assumesse il redshift adottato in questo lavoro di tesi, secondo il metodo che segue.

Nota la luminosità X intrinseca  $L_{\nu/(1+z)}$  di una sorgente a un certo redshift  $z$ , e la legge di potenza che descrive l'emissione X della sorgente, è possibile derivare il corrispondente flusso osservato  $S_{\nu/(1+z)}$  applicando la “correzione k”, definita

<sup>5</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3pimms/w3pimms.pl>

dall'equazione 2.31 (crf. capitolo 2), che si riporta di seguito per comodità:

$$S_{\nu/(1+z)} = (1+z) \frac{L_\nu}{L_{\nu/(1+z)}} \frac{L_{\nu/(1+z)}}{4\pi D_l(z)^2}$$

Noto che  $L_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , con  $\alpha > 0$  e che l'indice di energia spettrale  $\Gamma = \alpha + 1 > 0$  (e.g., Ishibashi & Courvoisier 2010), si può scrivere:

$$\frac{L_\nu}{L_{\nu/(1+z)}} = \left( \frac{\nu}{\nu/(1+z)} \right)^{-\alpha} = (1+z)^{-\alpha} = (1+z)^{1-\Gamma}$$

e sostituendo questo risultato nella 2.31 si ha:

$$S_{\nu/(1+z)} = (1+z)^{2-\Gamma_{int}} \frac{L_{\nu/(1+z)}}{4\pi D_l(z)^2} \quad (6.6)$$

dove  $\Gamma_{int}$  è l'indice di energia spettrale intrinseco, ossia il  $\Gamma$  che si ricava dopo aver corretto per l'eventuale assorbimento intrinseco della sorgente. Specializzando l'equazione 6.6 al nostro caso, si ottiene:

$$S_{2-10\text{ keV}} = (1+z_L)^{2-\Gamma_{int}} \frac{L_{2-10\text{ keV}}(z_L)}{4\pi D_l(z_L)^2} \quad (6.7)$$

dove  $z_L$  è il redshift della sorgente adottato da Luo et al. (2016). Allora, nota la luminosità intrinseca a  $2-10\text{ keV}$  da Luo et al.  $L_{2-10\text{ keV}}(z_L)$ , è possibile ricavare il corrispondente flusso osservato  $S_{2-10\text{ keV}}$ , mediante l'equazione (6.7).

A questo punto, per ottenere la luminosità intrinseca a  $2-10\text{ keV}$  (da ora in avanti  $L_{X,int}$ ) dei 15 oggetti del nostro campione, assumendo i redshift adottati in questo lavoro di tesi, basta invertire la (6.6) e porre  $S_{\nu/(1+z)} = S_{2-10\text{ keV}}$ , calcolato secondo la (6.7):

$$L_{X,int} = (1+z_L)^{2-\Gamma_{int}} \frac{L_{2-10\text{ keV}}(z_L)}{4\pi D_l(z_L)^2} \frac{4\pi D_l(z)^2}{(1+z)^{2-\Gamma_{int}}} \quad (6.8)$$

Le luminosità X così ottenute sono riportate in tabella 6.1. Le distanze di luminosità sono state calcolate con il *Ned Wright's Javascript Cosmology Calculator*<sup>6</sup>, assumendo  $H_0 = 69.6$ ,  $\Omega_M = 0.286$  e  $\Omega_{vac} = 0.714$ .

<sup>6</sup><http://www.astro.ucla.edu/%7Eewright/CosmoCalc.html>

ID MUSIC	ID X	d [arcsec]	z	$z_L$	$L_{0.5-7\text{keV}}$ [ $10^{42}\text{ erg s}^{-1}$ ]	conv	$L_{2-10\text{keV}}$ [ $10^{42}\text{ erg s}^{-1}$ ]	$L_{X,int}$ [ $10^{42}\text{ erg s}^{-1}$ ]	$\Gamma_{eff}$	$\Gamma_{int}$	classX Luo et al.	classX
11006	805	0.69	2.688	2.69	64.0	0.63	40.4	52.4	1.96	1.96	AGN	AGN
11021	718	0.54	2.55	2.547	4.6	0.40	1.8	1.8	2.44	2.44	AGN	galaxy
11583	748	0.07	1.552	1.552	50.7	0.72	36.5	3.7	1.32	1.8	AGN	AGN
9425	756	0.31	2.19	2.096	2.7	0.22	0.6	0.6	3.0	3.0	galaxy	galaxy
9261	751	0.29	1.998	1.998	2.4	0.72	1.7	1.7	1.74	1.8	galaxy	galaxy
10769	655	0.26	2.73	2.07	2.3	0.57	1.3	1.6	2.07	2.07	AGN	galaxy
899	794	0.40	2.45	2.122	8.5	0.45	3.8	5.6	2.33	2.33	AGN	galaxy
4099	342	0.97	2.44	0.76	0.2	0.40	0.07	1.6	2.35	2.35	AGN	galaxy
4320	774	0.14	3.61	3.61	529.0	0.72	381.3	381.3	1.49	1.8	AGN	AGN
5083	844	0.71	2.292	2.292	8.5	0.72	6.1	6.1	1.2	1.8	AGN	galaxy
7280	640	0.55	3.595	0.552	0.07	0.43	0.03	4.4	2.37	2.37	AGN	galaxy
10764	132	0.71	1.896	2.252	4.9	0.56	2.8	1.8	2.09	2.09	AGN	galaxy
13175	852	0.36	1.91	1.91	2.3	0.72	1.6	1.6	1.4	1.8	AGN	galaxy
70091	714	0.78	3.417	2.59	18.6	0.22	4.0	9.6	3.0	3.0	AGN	galaxy
70449	453	0.79	2.92	2.609	3.7	0.72	2.7	3.5	1.45	1.8	AGN	galaxy

Tabella 6.1: In tabella sono riportati gli ID delle coppie che si ottengono dallo *sky-match* con TOPCAT e la loro separazione angolare in arcosecondi ( $d$ ); i redshift assunti in questo lavoro di tesi ( $z$ ) e quelli adottati da Luo et al. (2016,  $z_L$ ); le luminosità a  $0.5 - 7\text{keV}$  da Luo et al. (2016,  $L_{0.5-7\text{keV}}(z_L)$ ); i fattori di conversione  $L_{0.5-7\text{keV}} - L_{2-10\text{keV}}$  ( $conv$ ); le luminosità a  $2 - 10\text{keV}$  ottenute ( $L_{2-10\text{keV}}(z_L)$ ); le luminosità a  $2 - 10\text{keV}$  riportate al redshift  $z$  ( $L_{X,int}(z)$ ); l'indice di energia spettrale effettivo ( $\Gamma_{eff}$ ) e quello intrinseco ( $\Gamma_{int}$ ); la classificazione X degli oggetti secondo Luo et al. (2016) e quella adottata in questa sede ( $classX$ ). Tutte le luminosità sono in unità di  $10^{42}\text{ erg s}^{-1}$ .



Luo et al. (2016) classificano le sorgenti X del catalogo 7 Ms CDF-S come AGN, galassie o stelle. La classificazione proposta da Luo et al. per gli oggetti del campione è riportata in tabella 6.1, nella colonna *classX*, Luo et al.. Le sorgenti X vengono classificate come AGN se almeno uno dei seguenti criteri è soddisfatto:

- $L_{X,int} > 3 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$  (sorgenti X luminose);
- $\Gamma_{eff} \leq 1.0$  (sorgenti *hard-X*);
- rapporto dei flussi X-ottico tale che  $\log(S_X/S_R) > -1$ , dove  $S_X$  è, in ordine di priorità, è il flusso misurato su tutta la banda X, sulla banda *soft-X*, o sulla banda *hard-X*, e  $S_R$  è il flusso della banda *R*;
- la sorgente è classificata spettroscopicamente come AGN ;
- rapporto dei flussi X-NIR tale che  $\log(S_X/S_{K_s}) > -1.2$ .

Per una descrizione approfondita di questi criteri si vedano Luo et al. (2011, 2016).

Si noti che Luo et al. (2016) classificano le sorgenti X come AGN a partire da un qualsiasi indizio della presenza di un contributo dell'AGN all'emissione X. Questo, però, non implica necessariamente che la sua emissione X prevalga su quella della galassia. Per la costruzione del piano  $L_X - M_*$  e per darne una corretta interpretazione, è importante distinguere quali sono gli oggetti per cui la  $L_X$  dell'AGN domina su quella legata alla formazione stellare. Con questo scopo, si propone una classificazione alternativa a quella di Luo et al. (2016) che fa riferimento alla correlazione osservata da Ranalli et al. (2003) tra la luminosità X a  $2 - 10 \text{ keV}$  e la luminosità FIR delle galassie star-forming. Graficata la distribuzione sul piano  $L_{2-10 \text{ keV}} - L_{FIR}$  delle 15 galassie del campione con controparte X (figura 6.22), gli oggetti che si collocano entro i  $2\sigma$  della correlazione di Ranalli et al. sono classificati come “galassie” (in viola), poichè la  $L_X$  osservata è prodotta principalmente dall'attività di formazione stellare della galassia; invece gli oggetti che si collocano a luminosità X maggiori sono classificati come AGN (in magenta), visto che la loro luminosità X è dominata dal contributo dell'AGN centrale. Tale classificazione è riportata anche in tabella 6.1, nella colonna *classX*. Si noti che solo cinque degli oggetti classificati seguendo il metodo qui presentato hanno la stessa classificazione X in Luo et al. (2016). Per l'oggetto ID MUSIC 9425 è stata assunta la classificazione X di Luo et al., dato che, mancando la stima della sua luminosità FIR (crf. capitolo 5) non è stato possibile rappresentarlo sul piano  $L_{2-10 \text{ keV}} - L_{FIR}$ .

Ottenute le luminosità a  $2 - 10 \text{ keV}$ , è stato possibile collocare le 15 sorgenti con controparte X sul “piano della coevoluzione”, definito da Mancuso et al. (2016b). Visto che il redshift medio degli oggetti del campione è 2.2 e che la sequenza principale degli AGN varia poco tra  $z = 2$  e  $z = 3$ , si è scelto di riprodurla

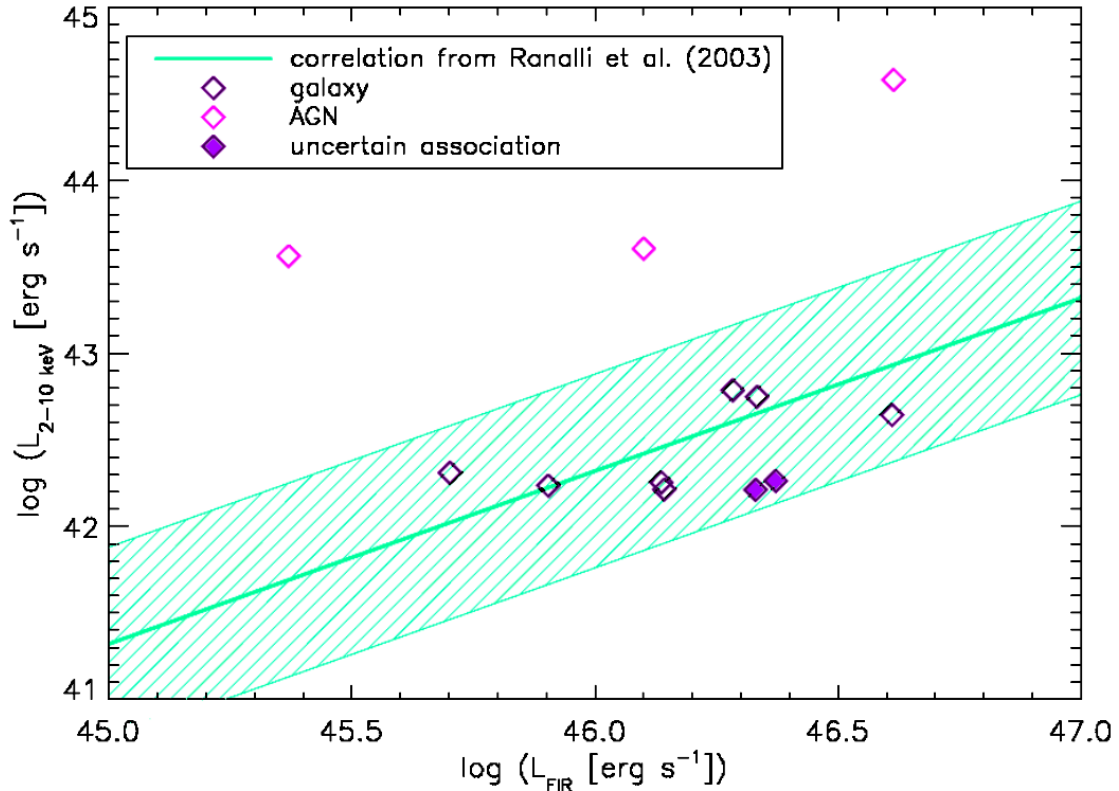


Figura 6.22: Correlazione lineare tra la luminosità a  $2 - 10 \text{ keV}$   $L_{2-10 \text{ keV}}$  e la luminosità FIR  $L_{FIR}$  delle galassie star-forming (in verde) con il suo scatter a  $2\sigma$  (area verde tratteggiata) da Ranalli et al. (2013). Nel grafico è rappresentata anche la distribuzione degli oggetti del campione (rombi), colorati secondo la classificazione proposta in questo lavoro di tesi: viola per le galassie e magenta per gli AGN. Le due associazioni incerte sono evidenziate con simboli pieni.

per  $z = 2$  e di vedere come le 15 galassie di cui sopra si collocano rispetto ad essa. Il grafico che si ottiene è quello riportato in figura 6.23. Le linee continue rappresentano rispettivamente la sequenza principale degli AGN (in magenta) e l'analogo della sequenza principale delle galassie star-forming (in viola), ottenute da Mancuso et al. (2016b). Le barre d'errore rappresentano la varianza a  $2\sigma$  delle due sequenze.

Osservando la figura 6.23 si può notare come tutti gli oggetti classificati AGN (rombi magenta) si distribuiscano sulla sequenza principale degli AGN, mentre le galassie (rombi viola) si collocano a luminosità X più basse, compatibili con la sequenza delle galassie star-forming. Secondo l'interpretazione proposta da Mancuso et al. (2016a e b), le tracce evolutive delle galassie in questo grafico hanno un profilo molto stretto (linee tratteggiate in figura 6.14), che cresce in maniera ripida fino a  $L_X$  molto elevate, dove picca, per poi calare altrettanto ripidamente. Dunque, durante la sua vita, una galassia dovrebbe spaziare su un intervallo di  $L_X$

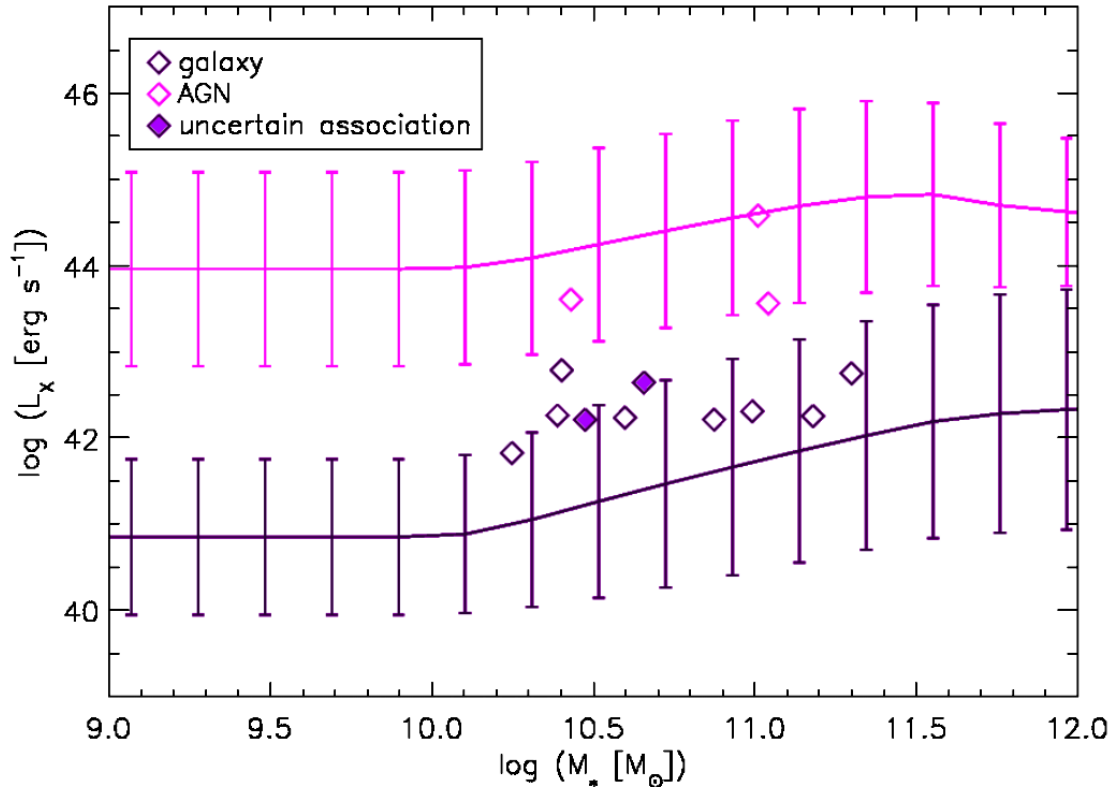


Figura 6.23: Sequenza principale degli AGN (in magenta) e analogo della sequenza principale delle galassie star-forming (in viola) sul piano  $L_X - M_*$ , ottenute da Mancuso et al. (2016b) a partire dalla funzione di SFR intrinseco (UV+IR). I rombi rappresentano i 15 oggetti con controparte X: in magenta sono rappresentati gli AGN ed in viola le galassie. Le due associazioni incerte sono evidenziate con simboli pieni.

molto ampio ed uno di  $M_*$  molto ridotto. Questo perchè la luminosità dell'AGN aumenta o diminuisce esponenzialmente con l'età della galassia, mentre la massa stellare varia di poco. Allora, gli oggetti in magenta si dovrebbero trovare allo stadio della loro evoluzione in cui il BH centrale è attivo e dà un contributo non trascurabile alla luminosità X totale della galassia. In questo momento l'attività di formazione stellare si esaurisce rapidamente a causa dell'energetica liberata dall'AGN nell'ambiente. Ovviamente, non sappiamo esattamente in che istante della loro evoluzione osserviamo le galassie, se agli oggetti del nostro campione classificati AGN corrisponde ancora un alto SFR allora può essere che essi siano stati osservati in un momento molto vicino all'attivazione del BH centrale, e che quindi il suo effetto non sia ancora osservabile. Questo è chiaramente il caso di ID MUSIC 4320, che ha  $SFR \simeq 1864 M_\odot yr^{-1}$  (crf. tabella 5.4) e  $L_x \simeq 3.8 \times 10^{44} erg s^{-1}$ . Gli oggetti classificati come galassie, potrebbero trovarsi sia nello stadio iniziale, quando la formazione stellare è attiva e il BH centrale accresce materia senza emet-

tere radiazione, sia nella fase successiva al feedback da AGN, quando la formazione di stelle si esaurisce rapidamente per mancanza di combustibile e la luminosità X dell'AGN cala perchè diminuisce il tasso di accrescimento di materia sul BH centrale. Data la collocazione delle galassie del campione sul piano  $SFR - M_*$  (figure 6.16 e 6.17), sembra che la maggior parte di esse si trovi nello stadio evolutivo iniziale, precedente al feedback da AGN.

Nelle figure 6.22 e 6.23 i rombi pieni individuano due oggetti la cui associazione con la rispettiva controparte X è incerta: ID MUSIC 4099 e ID MUSIC 7280. I due oggetti sono quelli i cui redshift da Luo et al. (2016) sono diversi da quelli assunti in questo lavoro di tesi (in tabella 6.1).

Per ID MUSIC 4099 (associata a ID AzTEC/GS2.1.a, si veda il capitolo 4) il problema potrebbe essere legato al fatto che si trova molto vicino alla sorgente ID MUSIC 4107, che però non è nei cataloghi *Herschel*. Quindi il nostro catalogo ottico-*Herschel* di partenza (crf. capitolo 4) riporta automaticamente ID MUSIC 4099. Questo si può vedere bene in figura 6.24, dove si riportano l'immagine ACS in banda  $i$ , la posizione radio in rosso e quella *Spitzer* in giallo (la dimensione non corrisponde alla PSF). Dunque, è possibile che vi siano delle contaminazioni, o comunque che si abbia un *deblending* significativo. Per approfondire ulteriormente si veda Yun et al. (2012). Inoltre, la discrepanza tra il redshift (fotometrico) GOODS-MUSIC e quello di Luo et al. (anch'esso fotometrico) potrebbe essere legata al fatto che il primo è stato calcolato usando *template* specifici per le galassie, mentre il secondo mediante *template* specifici per AGN. In ogni caso, tutti i redshift in letteratura sono tra loro molto discrepanti.

Invece, per ID MUSIC 7280 (associata a ID AzTEC/GS24a, si veda il capitolo 4) non sembra che la discrepanza possa essere connessa alla presenza di sorgenti ottiche vicine (poichè entro un raggio pari a 2 arcsec non se ne osservano, figura 6.25). Tuttavia, Yun et al. (2012) parlano di una controparte radio (GS24a, appunto), individuata entro una distanza angolare dalla sorgente (sub-)millimetrica pari a 12.2 arcsec, con  $z = 0.547$ , compatibile con quello di Luo et al. (2016). Il flusso sub-mm potrebbe essere contaminato da altre sorgenti osservate entro 12 arcsec da essa (si veda la figura 6.26). Inoltre, la discrepanza con il redshift di Luo et al. (2016) potrebbe essere dovuta, come per ID MUSIC 4099, al metodo usato per calcolare i redshift fotometrici. Anche in questo caso, in letteratura si trovano redshift molto discrepanti tra loro (basta vedere tutti quelli citati da Luo et al. 2016).

Per risolvere il problema sarebbe necessario condurre altre osservazioni in corrispondenza di queste sorgenti.

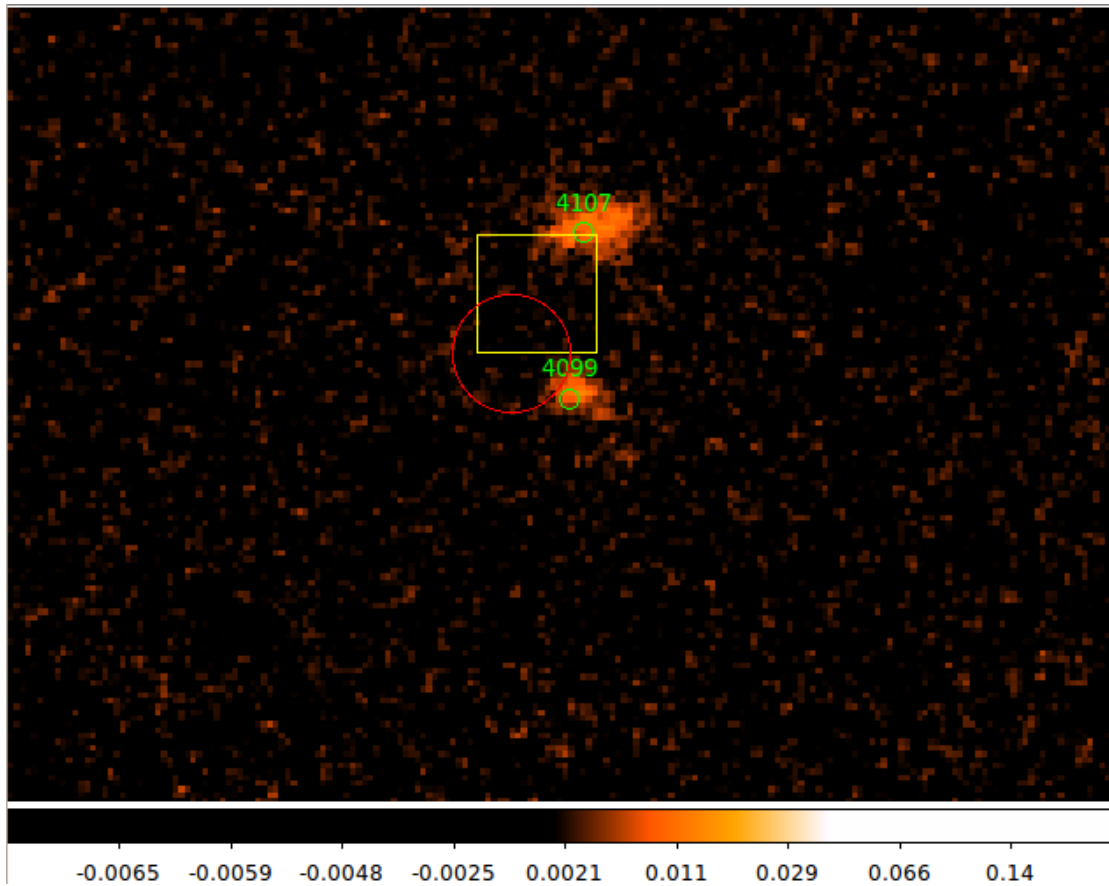


Figura 6.24: Immagine ACS in banda  $i$  in corrispondenza di ID MUSIC 4099 e ID MUSIC 4107. Il quadrato giallo rappresenta la posizione *Spitzer*, mentre la circonferenza rossa quella radio (la dimensione non corrisponde alla PSF). La dimensione dell'immagine è di circa  $4 \times 4$  arcsec. Essa fa parte del programma GOODS/ACS (Giavalisco et al. 2004, Riess et al. 2007).

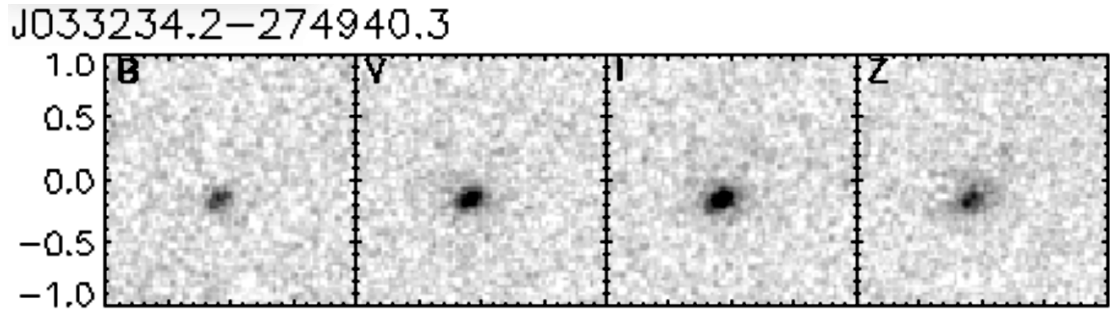


Figura 6.25: Immagini in banda B, V, I, Z per ID MUSIC 7280 di dimensioni  $\sim 2 \times 2$  arcsec. L'immagine fa parte del programma GOODS/ACS (Giavalisco et al. 2004, Riess et al. 2007).

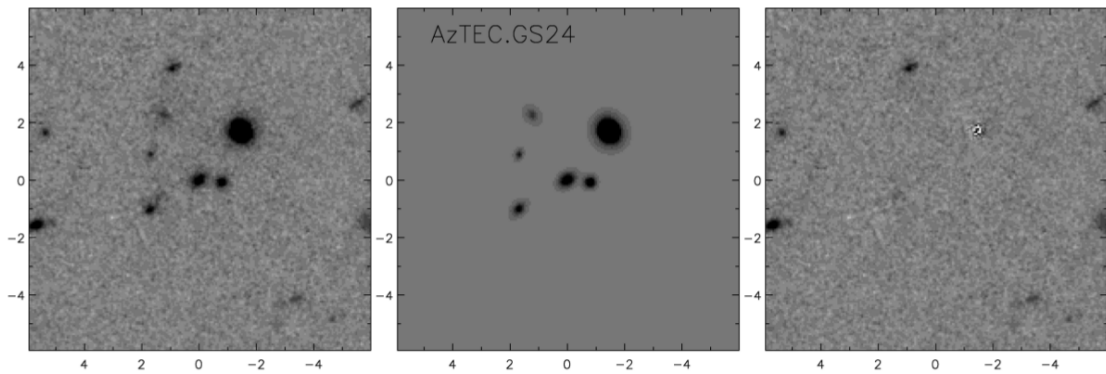


Figura 6.26: Il pannello a sinistra mostra l'immagine, centrata sulla controparte (sub-)millimetrica, in banda  $H_{160}$  ottenuta con la WFC3/IR. Il pannello centrale il *best-fit* per un modello di galassia bidimensionale (convoluto con la PSF dell'HST). Il pannello a destra mostra l'immagine dei residui, ottenuta sottraendo il modello dai dati. La dimensione di ogni pannello è di  $12 \times 12$  arcsec- *Targett et al. 2013*

# Capitolo 7

## Conclusioni e prospettive future

In questo capitolo si riassumono i risultati ottenuti, dando delle indicazioni riguardo le possibili prospettive future.

Come spiegato nel primo capitolo, uno degli scopi principali del ramo dell'astrofisica che indaga la formazione e l'evoluzione delle galassie consiste nel riprodurre al meglio la SFRD cosmica, in modo da porre dei vincoli stringenti sui modelli cosmologici. Lo scopo finale è quello di costruire un quadro coerente, che tenga conto sia delle modalità con cui le galassie formano stelle nelle varie epoche cosmiche, sia dei processi che ne regolano l'evoluzione.

In questo contesto, lo studio dell'attività di formazione stellare delle galassie è imprescindibile, soprattutto per oggetti a redshift intorno a  $z \simeq 2$ , dove si colloca il picco della SFRD cosmica (crf. capitolo 1). Lo SFR delle galassie può essere ricavato da osservazioni nell'ottico-UV o utilizzando traccianti come la riga  $H\alpha$ . Tali osservazioni risentono, però, dell'estinzione dovuta alla polvere interstellare e, se questa non viene propriamente corretta, possono dare dei risultati solo parzialmente attendibili. Le osservazioni FIR e sub-mm, che rivelano direttamente l'emissione della polvere, non presentano questa incertezza. In particolare, le osservazioni nel (sub-)millimetrico permettono di rivelare il picco dell'emissione della polvere a  $z$  più alti visto che, data la pendenza della SED, sono caratterizzati da una correzione  $k$  negativa. Tra gli strumenti che osservano in banda sub-mm vi sono l'interferometro ALMA e le camere LABOCA-APEX e AzTEC-ASTE, la cui fotometria è stata utilizzata in questo lavoro di tesi (crf. capitolo 4).

Per  $z \gtrsim 1$ , l'emissione delle galassie star-forming a lunghezze d'onda FIR e sub-mm è dominata da quella della polvere interstellare, che riprocesa la radiazione UV delle stelle di recente formazione e la riemette termicamente a lunghezze d'onda maggiori. Ad alti  $z$ , l'emissione ottico-UV delle stelle appena formate, ridotta in intensità dall'assorbimento della polvere, cala rapidamente a causa della correzione  $k$  positiva, dunque l'emissione termica della polvere diventa indispensabile per stu-

diare l'attività di formazione stellare delle galassie.

Lo scopo di questa tesi consiste nella stima della massa di polvere interstellare di un campione di 27 SMG con  $\langle z \rangle \simeq 2.3$ , dal momento che essa riveste un ruolo fondamentale nello studio dell'attività di formazione stellare delle galassie ad alto redshift. Inoltre, la massa di polvere è una quantità fisica chiave per collocare gli oggetti entro lo scenario evolutivo che è venuto delineandosi negli ultimi anni (si vedano i capitoli 1 e 6). Oltre alla massa di polvere, è stato stimato lo SFR, che fornisce delle informazioni aggiuntive in questo ambito. Masse di polvere e SFR sono stati ottenuti a partire dallo studio dell'emissione FIR/sub-mm delle galassie del campione. In particolare, grazie alla disponibilità dei dati fotometrici *Spitzer*, *Herschel*, LABOCA-APEX, AzTEC-ASTE e ALMA, si è effettuato un fit ad una temperatura dell'emissione termica della polvere interstellare, assumendo che sia ben descritta da una funzione di corpo nero modificata da un fattore esponenziale, che dipende dall'opacità della polvere (il cosiddetto "corpo grigio"). Il fit è stato effettuato usando anche il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile, dato il suo ampio impiego in letteratura.

Infine, sfruttando le stime della massa di polvere e dello SFR, è stato possibile inserire le galassie del campione nello scenario evolutivo proposto da Calura et al. (2016), che si basa sui modelli di evoluzione chimica delle galassie di Calura et al. (2009b), e in quello descritto da Mancuso et al. (2016b). Con il fine di arricchire questo lavoro, si è deciso di sfruttare la stima delle masse stellari delle galassie del campione effettuata da P. Santini (come spiegato nel paragrafo 5.5; si veda anche Fontana et al. 2006) e le luminosità X del catalogo Chandra 7 Ms, pubblicato di recente (Luo et al. 2017).

## 7.1 Risultati principali

I principali risultati di questo progetto di tesi possono essere sintetizzati come di seguito.

- Con lo scopo di stimare la temperatura della polvere delle galassie del campione, si è sviluppato un codice numerico in IDL che, mediante la procedura CURVEFIT, permette di effettuare il fit dell'emissione FIR/sub-mm degli oggetti. Come funzione di fit si è scelto il corpo grigio (approssimato e non), che ben descrive la fisica dell'emissione termica della polvere interstellare. Inoltre, si assume che tutto il contenuto di polvere di una galassia abbia la stessa temperatura di equilibrio. La temperatura della polvere  $T_d$ , insieme alla normalizzazione  $N$ , è un parametro libero, mentre  $\beta$ , che rientra nella definizione dell'opacità della polvere, è fissato uguale a 2. Il fit è stato effettuato selezionando i dati fotometrici sull'intervallo di lunghezze d'onda



$24 < \lambda_{rest}/\mu m < 1000$ . Il limite inferiore è stato fissato in modo da escludere l'eventuale contributo dell'AGN centrale. Le temperature di *best fit* per i singoli oggetti sono riportate in tabella 5.2. I valori ottenuti adottando il corpo grigio approssimato come funzione di fit sono sistematicamente inferiori rispetto a quelli ottenuti sotto l'assunzione del corpo grigio non approssimato. Le mediane, difatti, sono rispettivamente  $T_{d,THIN} \simeq 44 \pm 2$  K e  $T_{d,GB} \simeq 62 \pm 4$  K. Come spiegato nel paragrafo 5.1.2, tale tendenza è una conseguenza della diversa forma funzionale del corpo grigio non approssimato e della sua approssimazione otticamente sottile nella zona attorno al picco. Infine, è importante osservare che il fit *single-temperature* dà delle temperature di *best fit* pesate sulle luminosità, per cui esse sono sbilanciate verso valori maggiori rispetto quelli ottenuti con i fit a più componenti. Questo perchè la polvere più calda contribuisce in misura maggiore alla luminosità, a causa della particolare forma funzionale dell'emissione della polvere. I valori ottenuti in approssimazione otticamente sottile attenuano questo effetto.

- Ottenuta la temperatura della polvere per ogni oggetto del campione, è stato possibile stimare la massa di polvere mediante la relazione che la lega il flusso osservato ad una lunghezza d'onda  $\lambda_d$  tale che la nube di polvere possa essere considerata otticamente sottile (equazione 2.32). In questo lavoro di tesi si è assunto  $\lambda_d = 230 \mu m$  (da Gilli et al. 2014). Le stime ottenute sono riportate in tabella 5.3. Il valore mediano della massa di polvere in approssimazione otticamente sottile è praticamente coincidente con quello ottenuto con il corpo grigio non approssimato: nel primo caso si ha  $M_{d,THIN} \simeq (2 \pm 2) \times 10^8 M_\odot$ , nel secondo  $M_{d,GB} \simeq (2.2 \pm 0.8) \times 10^8 M_\odot$ . Questo risultato è una diretta conseguenza del modo in cui la temperatura e il flusso osservato entrano nella relazione (2.32). In particolare, si è visto che la massa di polvere stimata in regime otticamente sottile può essere maggiore o minore di quella del caso non approssimato in base al valore assunto dalla normalizzazione per le due curve di *best fit*.
- Si è valutata la bontà dei fit usando il test del  $\chi^2$  e calcolando la probabilità  $P(\chi^2, \nu)$  di avere un fit peggiore di quello ottenuto, che dipende dal chi quadro e dai gradi di libertà del fit. Per fare questo, si è fatto riferimento alle tabelle riportate in Appendice B (dal testo *Data Reduction and Error Analysis*, Bevington-Robinson, in bibliografia). Per  $P < 0.05$  il disaccordo tra dati e i valori attesi è significativo, mentre per  $P < 0.01$  il disaccordo è altamente significativo. I fit effettuati con il corpo grigio non approssimato sono risultati i più affidabili: su 26 fit, 23 hanno  $P > 0.05$  (contro i 14 del caso approssimato). Il valore mediano è  $P_{THIN} \simeq 0.10 \pm 0.05$  se si sceglie il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile come funzione di fit, e

$P_{GB} \simeq 0.50 \pm 0.06$  se si assume il corpo grigio non approssimato.

- Lo SFR delle galassie del campione è stato stimato a partire dalla luminosità IR ( $8 - 1000$ )  $\mu m$  secondo la conversione (2.24), da Kennicutt (1999), che assume la IMF di Salpeter. Per il calcolo delle luminosità IR si è assunta la funzione di corpo grigio non approssimato, visto che è quella che riproduce meglio i dati. Le stime ottenute per ogni oggetto del campione sono riportate in tabella 5.4. Il valore mediano delle luminosità IR è  $\simeq (4.2 \pm 0.8) \times 10^{12} L_{\odot}$ , mentre quello dello SFR è  $\simeq (727 \pm 135) M_{\odot} yr^{-1}$ . Il picco della distribuzione degli SFR delle galassie del campione cade a circa  $200 M_{\odot} yr^{-1}$ , tuttavia, più della metà degli oggetti del campione hanno  $SFR > 500 M_{\odot} yr^{-1}$ .
- A questo punto, si è scelto di suddividere il campione in tre bin di redshift ( $0.7 < z < 1.8$ ,  $1.8 < z < 2.5$ ,  $2.5 < z < 3.9$ ) per vedere se le quantità fisiche stimate (SFR, temperatura e massa della polvere) hanno dei particolari andamenti in  $z$ . Un chiaro andamento in redshift si vede per il tasso di formazione stellare: gli oggetti a  $z$  più alto hanno SFR maggiori. Tale aumento dello SFR con  $z$  è consistente con la SFRD dell'Universo fino a  $z \sim 3$ . Anche la temperatura della polvere aumenta al crescere di  $z$ : questo andamento non è altro che una riformulazione di quello osservato per lo SFR.
- Il confronto degli SFR ottenuti in questa sede con quelli stimati da P. Santini (comunicazione privata) a partire dai soli dati UV-ottici, corretti per l'estinzione della polvere, mette in evidenza l'importanza dei dati FIR nello studio dell'attività di formazione stellare delle SMG: le nostre stime, difatti, danno SFR molto maggiori di quelli ottenuti dalle osservazioni ottiche-UV (di circa un ordine di grandezza), che risultano sottostimare fortemente il tasso di formazione stellare, anche quando si tiene conto dell'estinzione da polvere.
- Infine, i risultati ottenuti sono stati confrontati con due modelli di evoluzione delle galassie. In particolare, dal confronto con le tracce evolutive di Calura et al. (2016) gli oggetti del campione risultano essere proto-sferoidi (ovvero le controparti ad alto redshift delle galassie ellittiche dell'Universo locale) massivi (la massa barionica finale è compresa tra le  $10^{11}$  e le  $10^{12} M_{\odot}$ ), osservati nel momento iniziale di intensa formazione stellare, poco prima dell'intervento dei feedback stellari che interrompono la formazione di stelle. Il confronto con lo scenario proposto da Mancuso et al. (2016b) porta ad una conclusione analoga: la maggior parte degli oggetti si trova nello stadio iniziale della sua evoluzione, durante la fase di intensa e rapida formazione stellare. Solamente 3 oggetti su 17 di cui si dispone la luminosità X mostrano una chiara evidenza di un contributo non trascurabile dell'AGN centrale,

ma ancora non si osservano le conseguenze del feedback del BH centrale sull'attività di formazione stellare.

## 7.2 Considerazioni finali e prospettive future

Dall'analisi statistica condotta in questa tesi, è emerso che il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile, largamente usato in letteratura, spesso non riproduce in maniera affidabile l'emissione termica della polvere interstellare. Questo si deve al fatto che tale funzione risulta troppo stretta nella zona del picco per riprodurre i dati in maniera adeguata. Il corpo grigio non approssimato descrive meglio l'emissione FIR/sub-mm delle SMG del nostro campione, anche se in alcuni casi il *bump* della polvere appare più largo di quanto questa funzione riesca a riprodurre. Tale effetto è indice del fatto che non sempre un fit *single-temperature* riesce a riprodurre bene l'emissione termica della polvere interstellare, la quale è verosimilmente costituita da più componenti, a diverse temperature. Dunque, sarebbe interessante effettuare dei fit a più temperature, per dare una descrizione più realistica dell'emissione della polvere interstellare delle galassie e ottenere delle stime più affidabili della massa di polvere e dello SFR. Tuttavia, questo rende necessaria la disponibilità di un maggior numero di dati fotometrici nel FIR/sub-mm, per cui è indispensabile realizzare delle *survey* che usano strumenti di nuova generazione (come ALMA) per raccogliere dati in queste bande dello spettro elettromagnetico.

Inoltre, per avere risultati statistici più significativi ci siamo proposti di ampliare il campione di SMG, ora costituito da soli 27 oggetti, estendendo l'analisi effettuata ad altri campi con una copertura multi-banda che includa anche ALMA, come, per esempio, il campo COSMOS.

Infine, dal confronto con gli scenari evolutivi proposti da Calura et al. (2016) e Mancuso et al. (2016b), si è ricavato che gli oggetti del nostro campione siano proto-sferoidi massivi, le controparti ad alto  $z$  delle galassie ellittiche locali di grande massa. In particolare, stando all'interpretazione di Mancuso et al. (2016b), questi dovrebbero essere stati osservati nel momento iniziale di intensa formazione stellare. Tuttavia, tale ipotesi, che andrebbe a legittimare lo scenario di coevoluzione *in-situ* (crf. capitoli 1 e 6), è valida nel caso in cui le età delle galassie del nostro campione siano consistenti con le tracce evolutive di Mancuso et al. (2016b). Con il fine di verificare questa tesi, ci si propone di sfruttare la fotometria multibanda di cui disponiamo per calcolare le età delle galassie del campione con il codice *Multi-wavelength Analysis of Galaxy Physical Properties* (MAGPHYS). MAGPHYS è un codice di sintesi di popolazioni stellari che permette di interpretare le distribuzioni di energia spettrale osservate, seguendo l'approccio descritto in da Cunha, Charlot & Elbaz (2008). Questo tiene conto anche della

riemissione di energia in banda FIR/sub-mm, imponendo un bilancio energetico fra l'energia assorbita in banda UV/ottica e riemessa nel FIR/sub-mm.

# Appendice A

## SED e curve di *best fit* delle galassie del campione

In questa appendice si riportano le SED delle 26 galassie del campione per cui è stato possibile realizzare il fit dell'emissione termica della polvere interstellare. Anche se nei grafici si riporta tutta la fotometria delle galassie, dall'ottico-UV al millimetrico, si ricordi che il fit è stato effettuato solo sui dati fotometrici corrispondenti all'intervallo di lunghezze d'onda *rest frame*  $24 < \lambda/\mu m < 1000$ .

Ogni grafico mostra le curve di *best fit* dell'emissione termica della polvere interstellare: in rosso è rappresentata quella ottenuta assumendo, come funzione di fit, il corpo grigio in approssimazione otticamente sottile, in verde, invece, quella ottenuta con il corpo grigio non approssimato.

Infine, per ogni fit si riportano il grafico dei residui e il valore del  $\chi_r^2$ . L'ID MUSIC di ogni sorgente è affiancato dall'ID AzTEC/LABOCA o ALMA della controparte (sub-)millimetrica. Le temperature di *best fit* sono indicate nelle didascalie delle immagini.

Le SED degli oggetti ID MUSIC 70014, ID MUSIC 11021, ID MUSIC 17746 sono state omesse. Il lettore può trovarle, insieme alle rispettive curve di *best fit* e ai grafici dei residui, nel paragrafo 5.1.1, dove sono state analizzate in maniera approfondita.

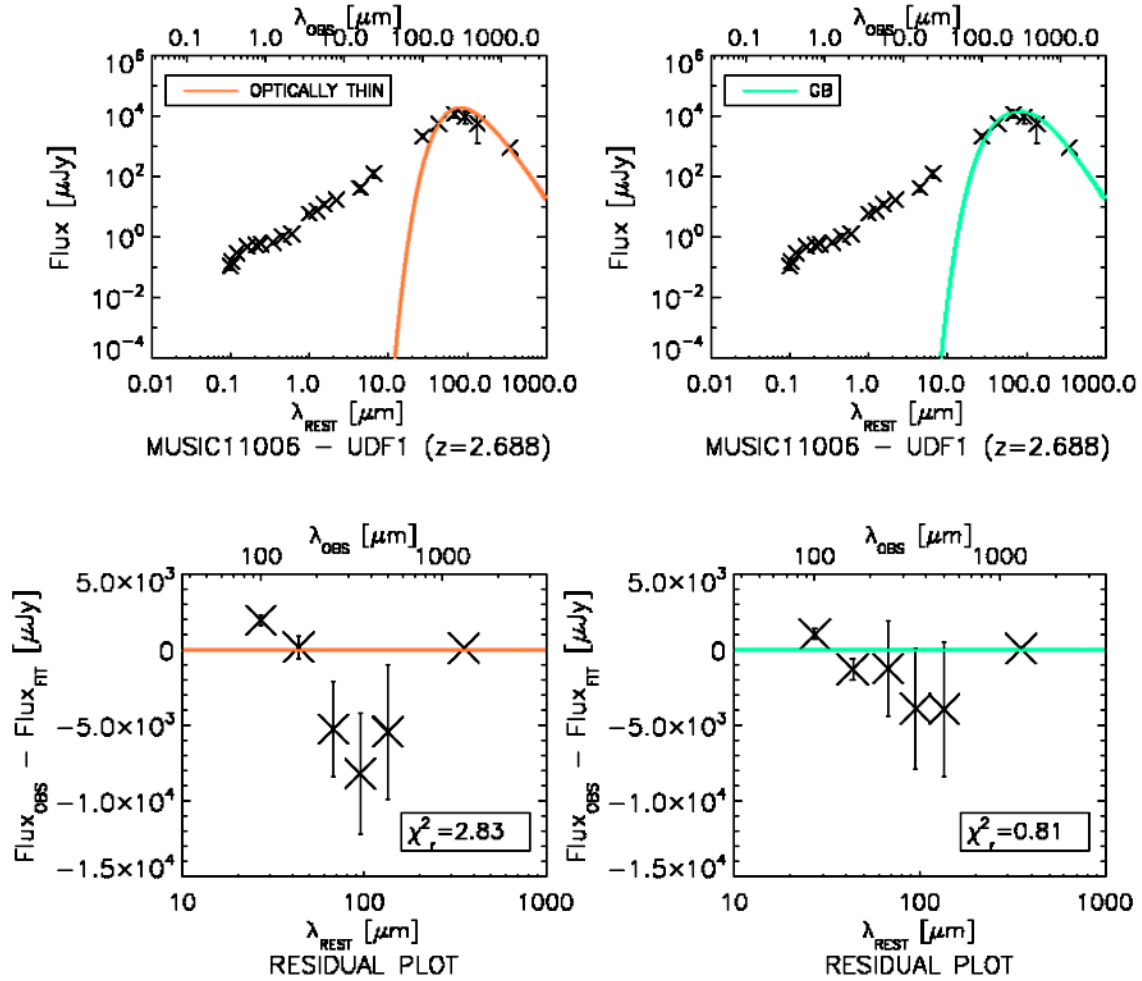


Figura A.1: ID MUSIC 11006 *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{THIN}} \simeq 35.6 \pm 0.7$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{GB}} \simeq 62 \pm 2$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{\text{OBS}}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{\text{REST}}$ ).

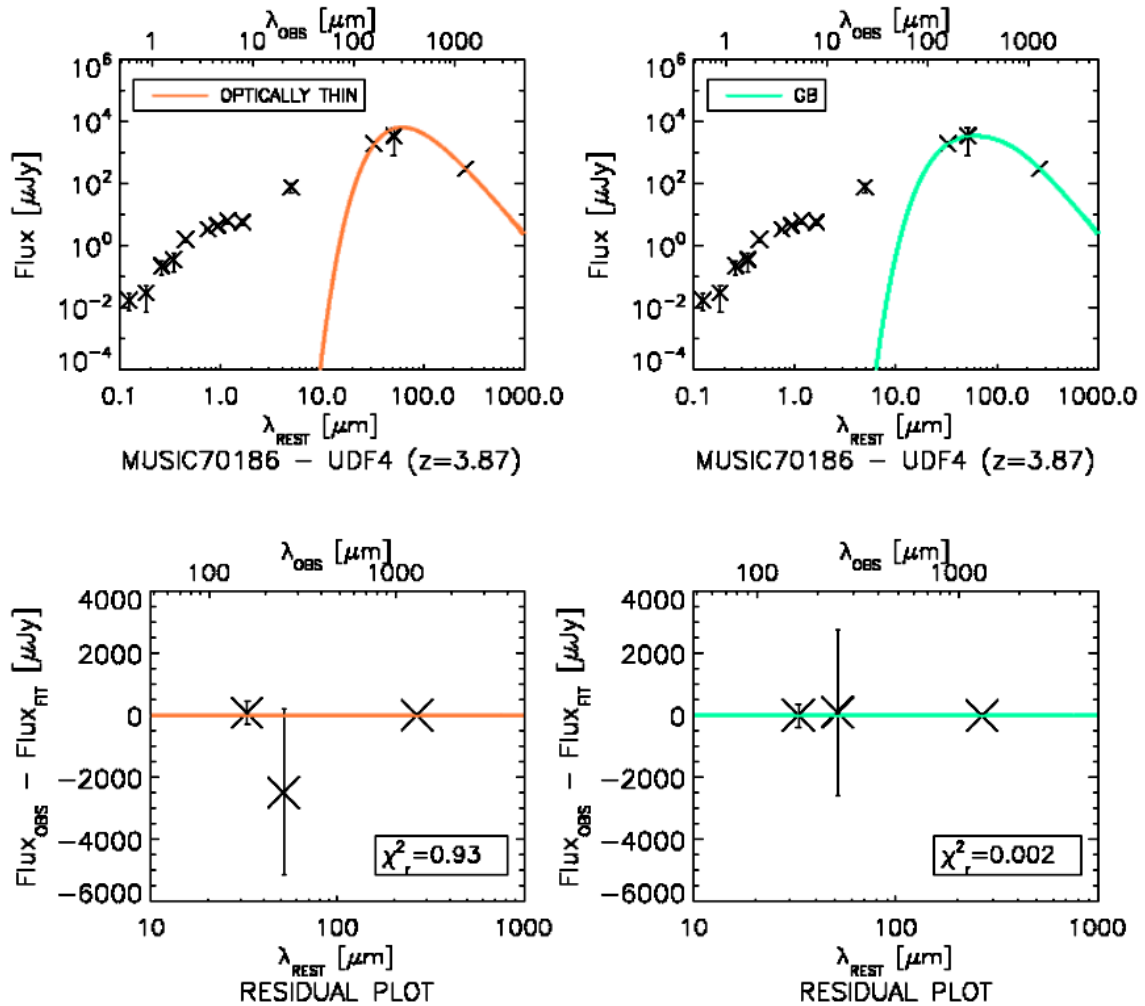


Figura A.2: ID MUSIC 70186 *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 47 \pm 2$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 85 \pm 2$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

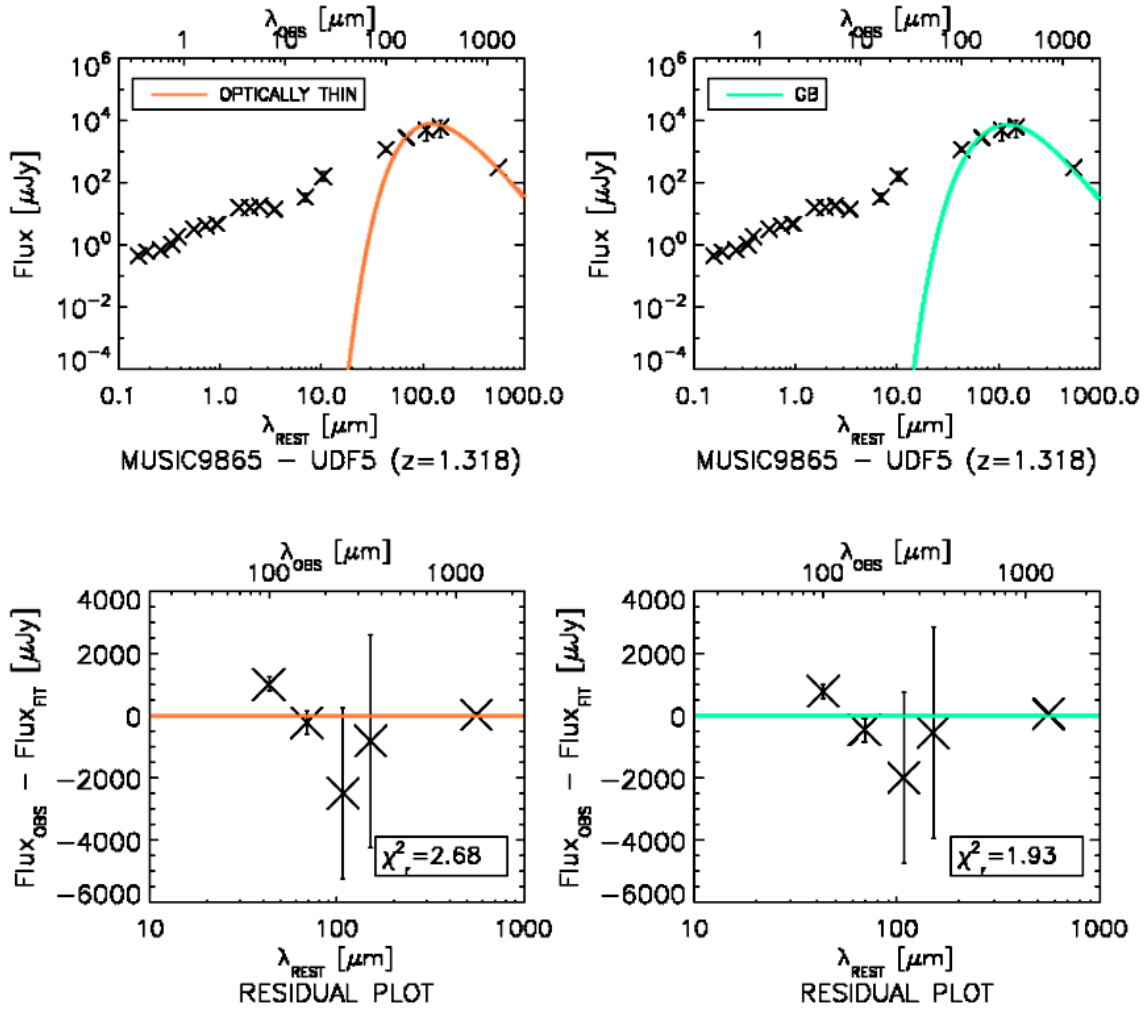


Figura A.3: ID MUSIC 9865 *A sinistra*: fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{THIN}} \simeq 23.9 \pm 0.7$  K. *A destra*: fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{GB}} \simeq 35 \pm 2$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{\text{OBS}}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{\text{REST}}$ ).



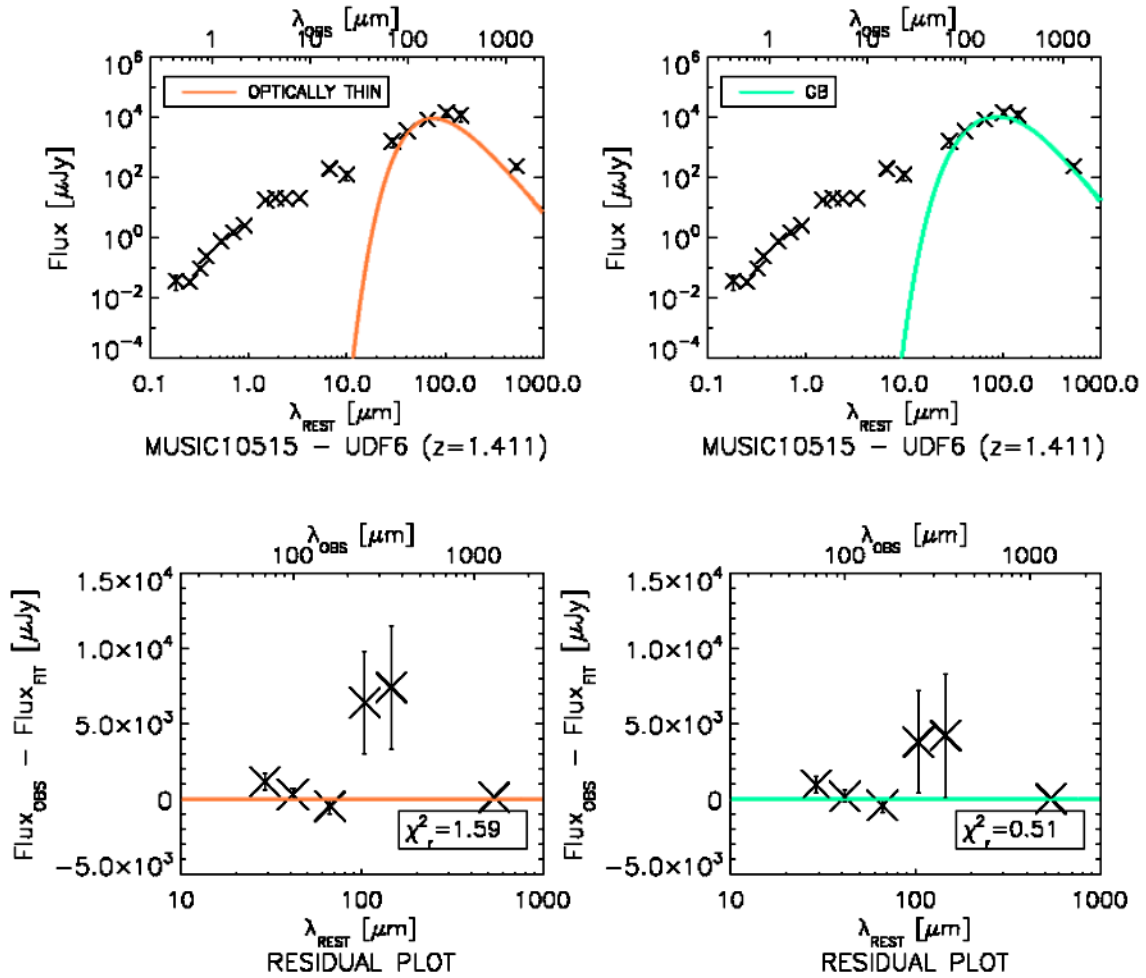


Figura A.4: ID MUSIC 10515 *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{THIN}} \simeq 38 \pm 1$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{GB}} \simeq 54 \pm 2$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{\text{OBS}}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{\text{REST}}$ ).

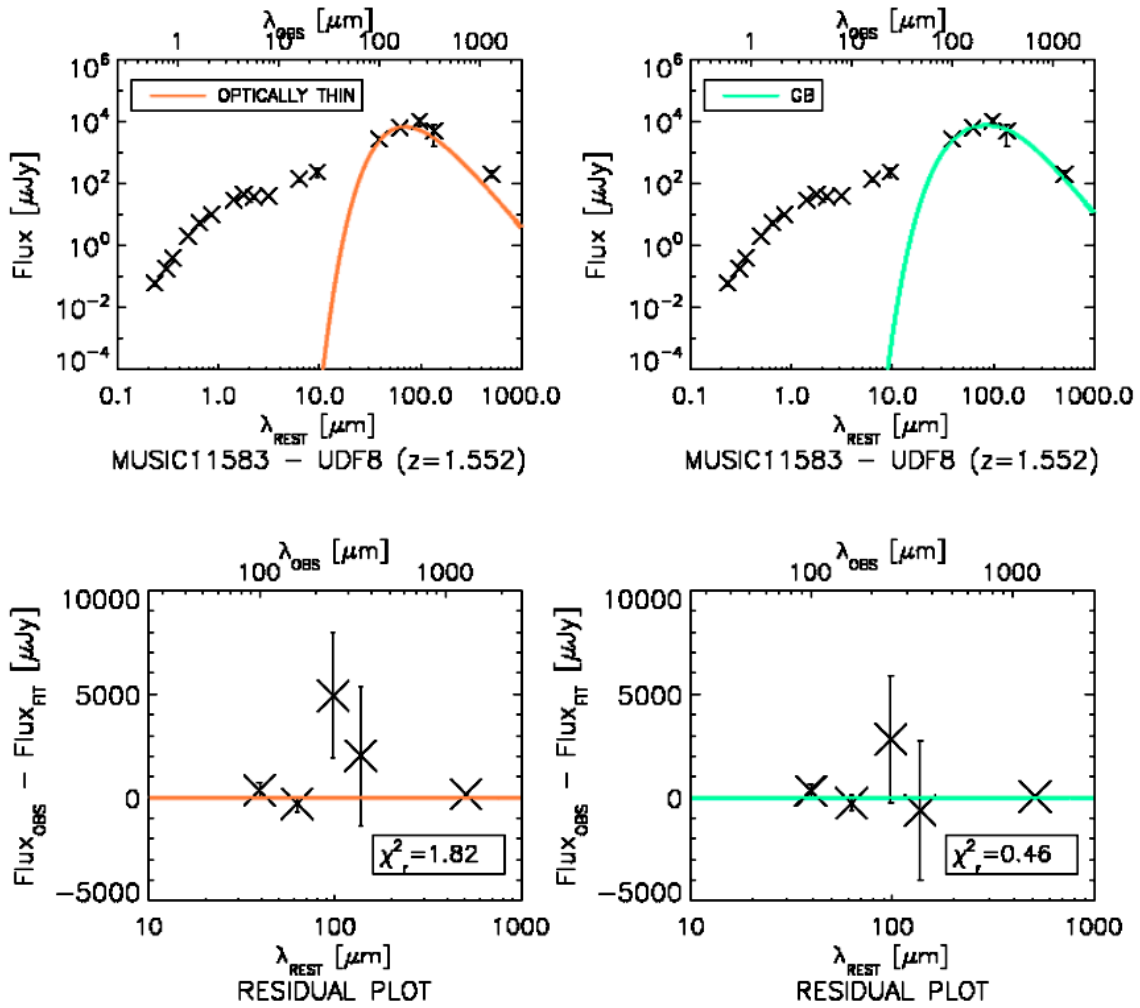


Figura A.5: ID MUSIC 11583 *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 41 \pm 2$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 58 \pm 3$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

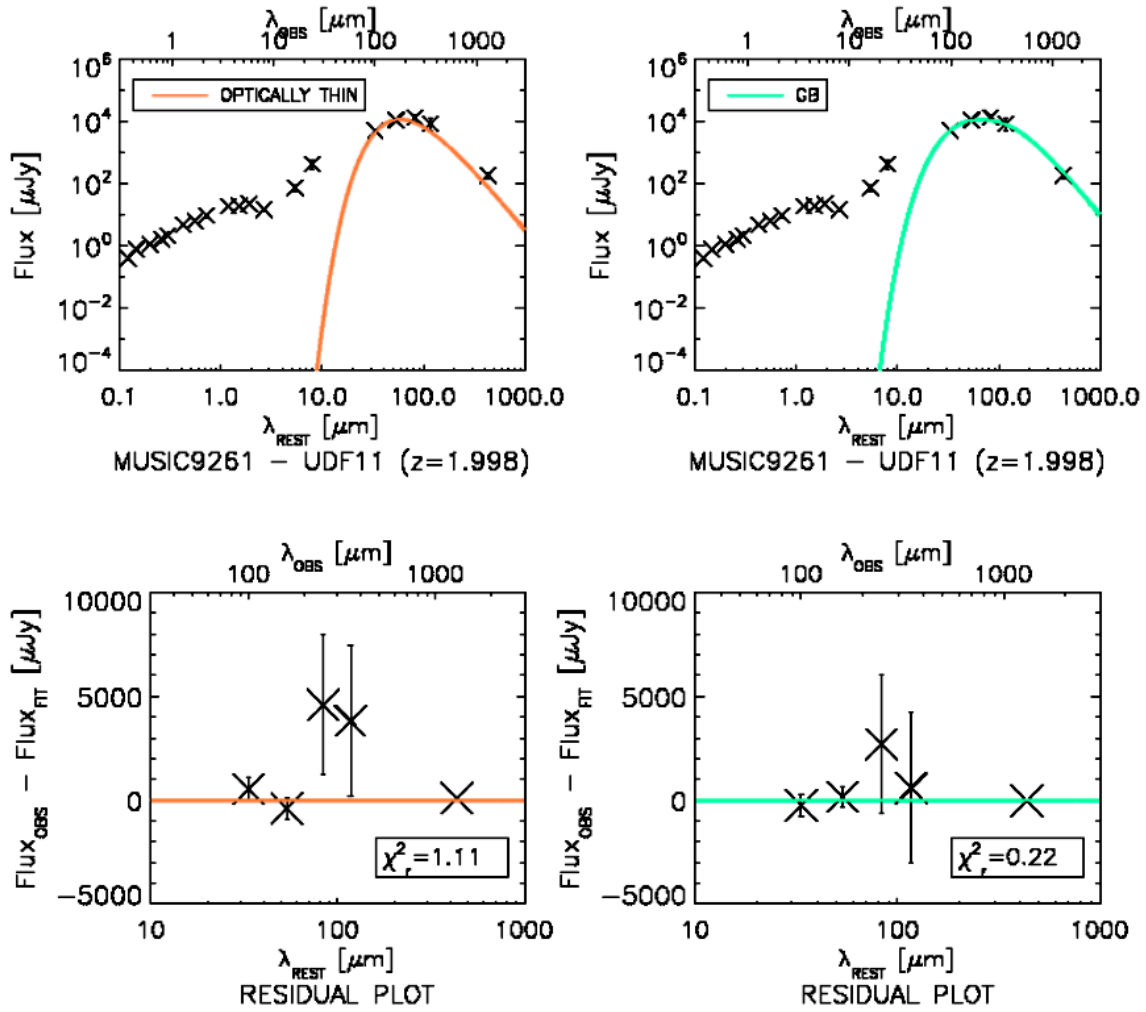


Figura A.6: **ID MUSIC 9261** *A sinistra*: fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 49 \pm 2$  K. *A destra*: fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 77 \pm 3$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

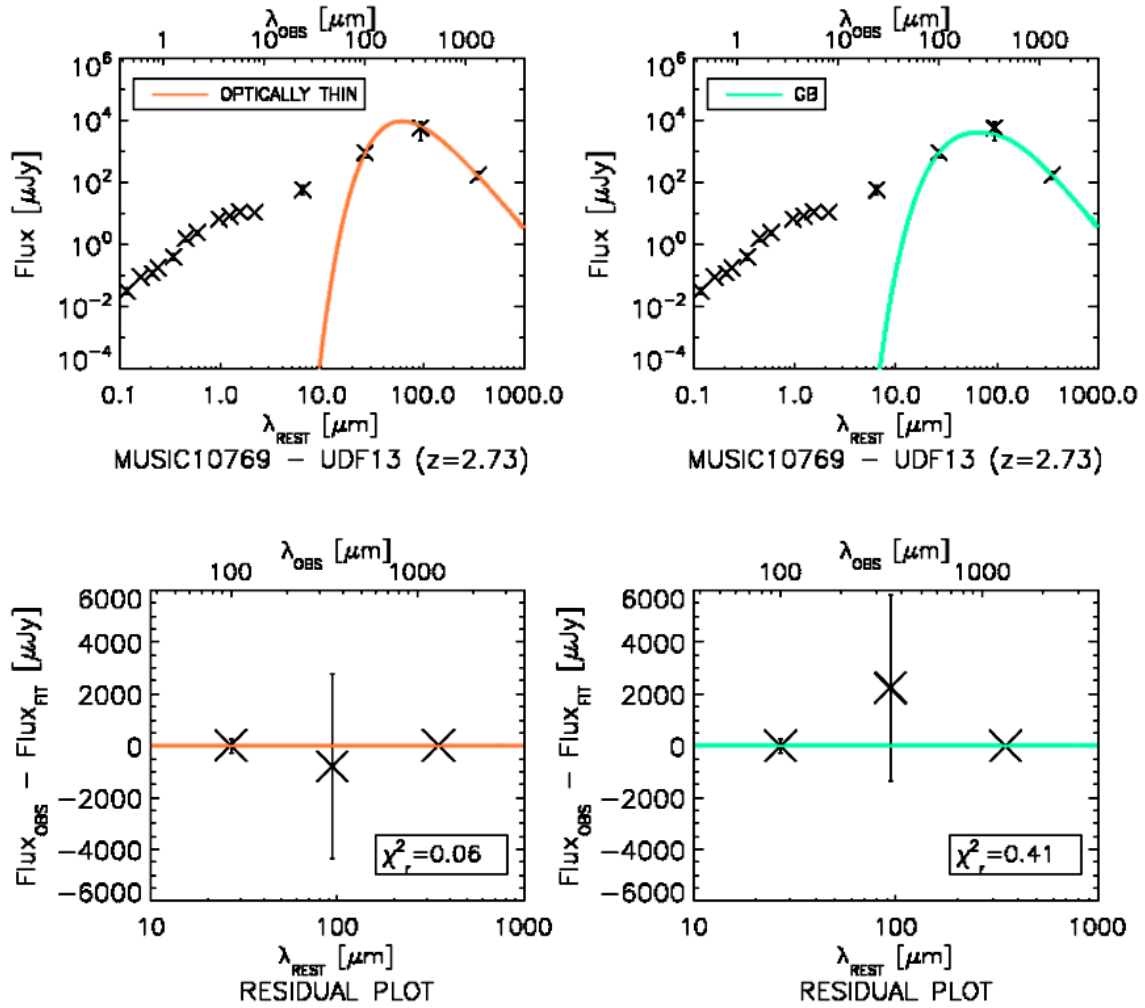


Figura A.7: ID MUSIC 10769 *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 47 \pm 2$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 77 \pm 5$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

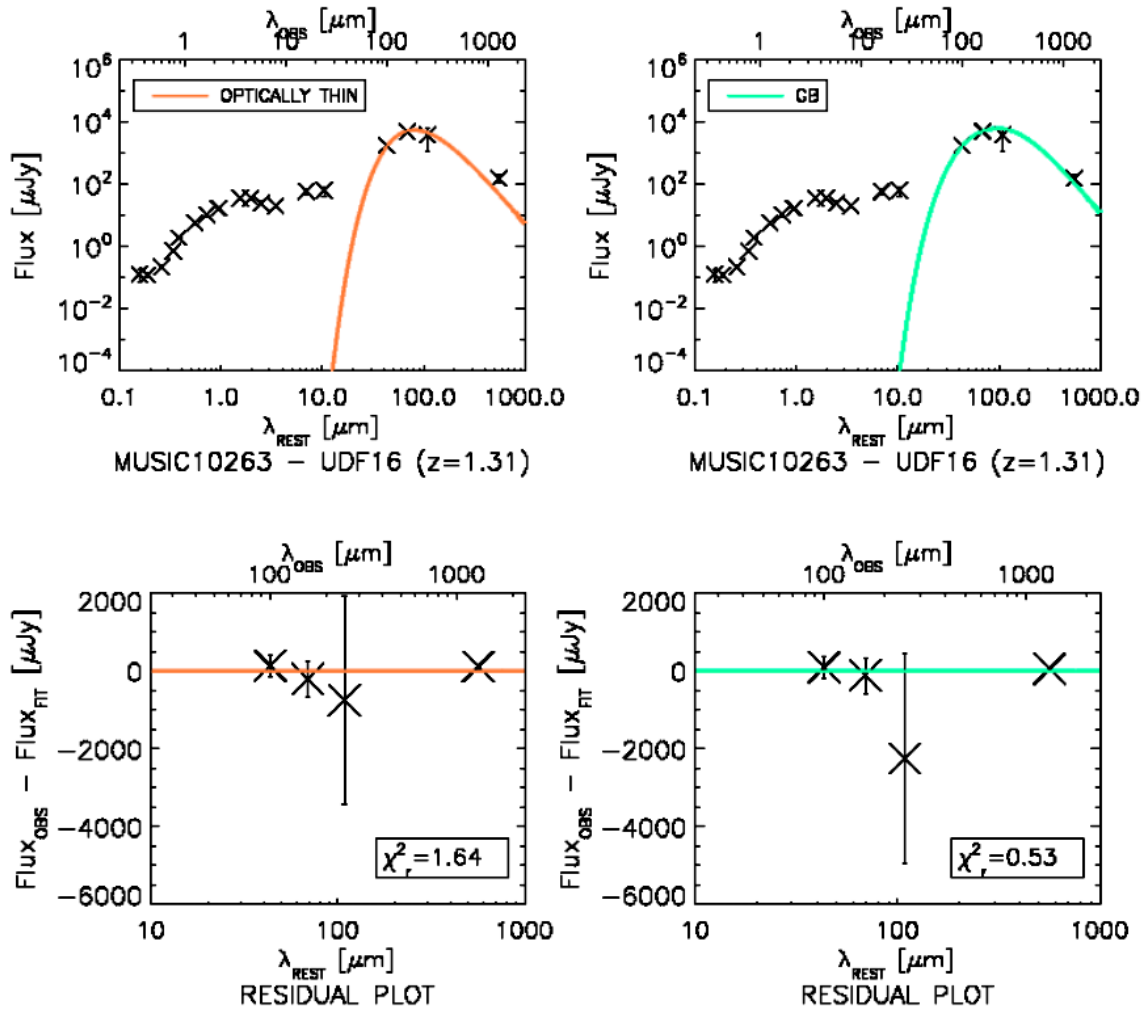


Figura A.8: ID MUSIC 10263 *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{THIN}} \simeq 36 \pm 2$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{GB}} \simeq 50 \pm 3$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{\text{OBS}}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{\text{REST}}$ ).

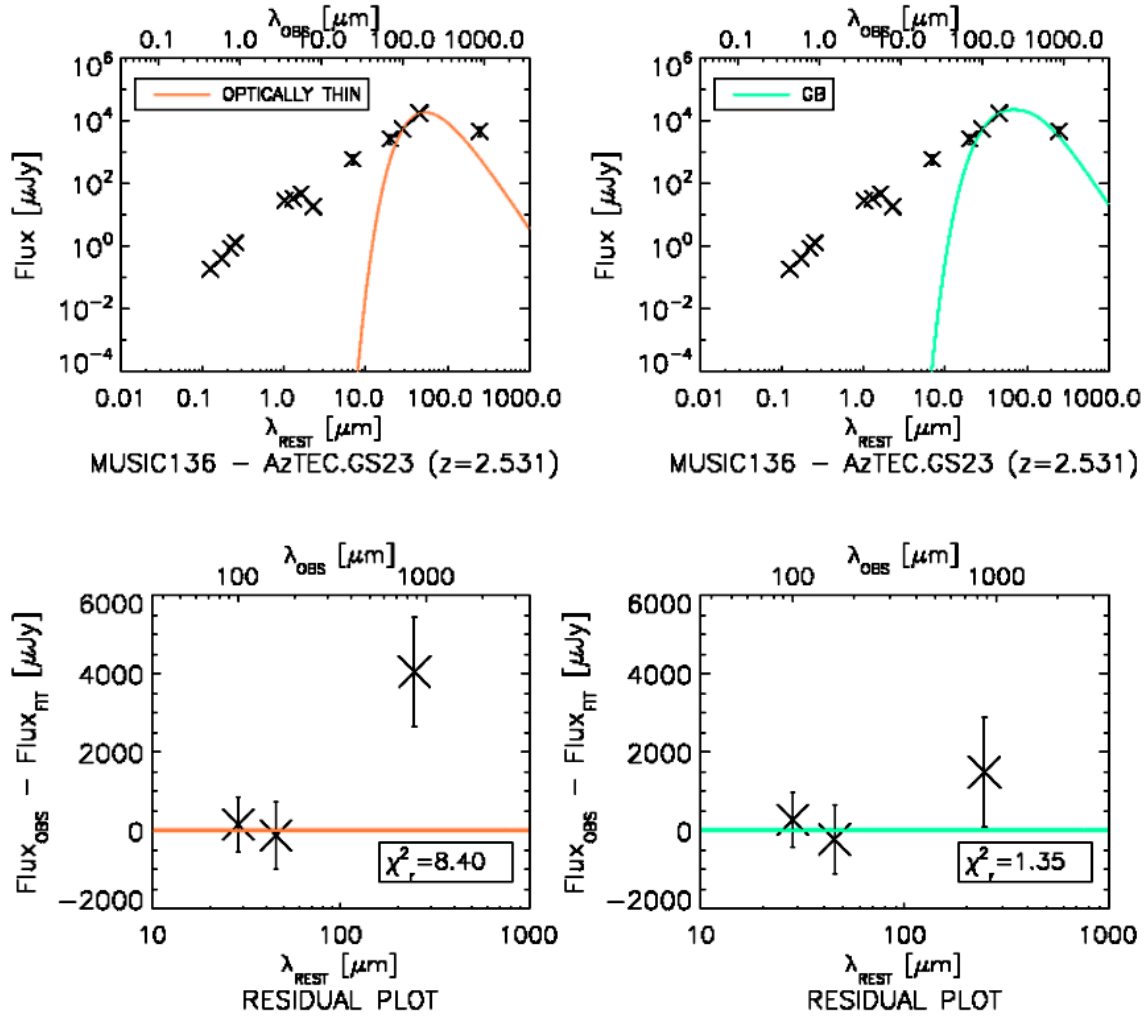


Figura A.9: ID MUSIC 136 *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 54 \pm 2$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 74 \pm 4$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

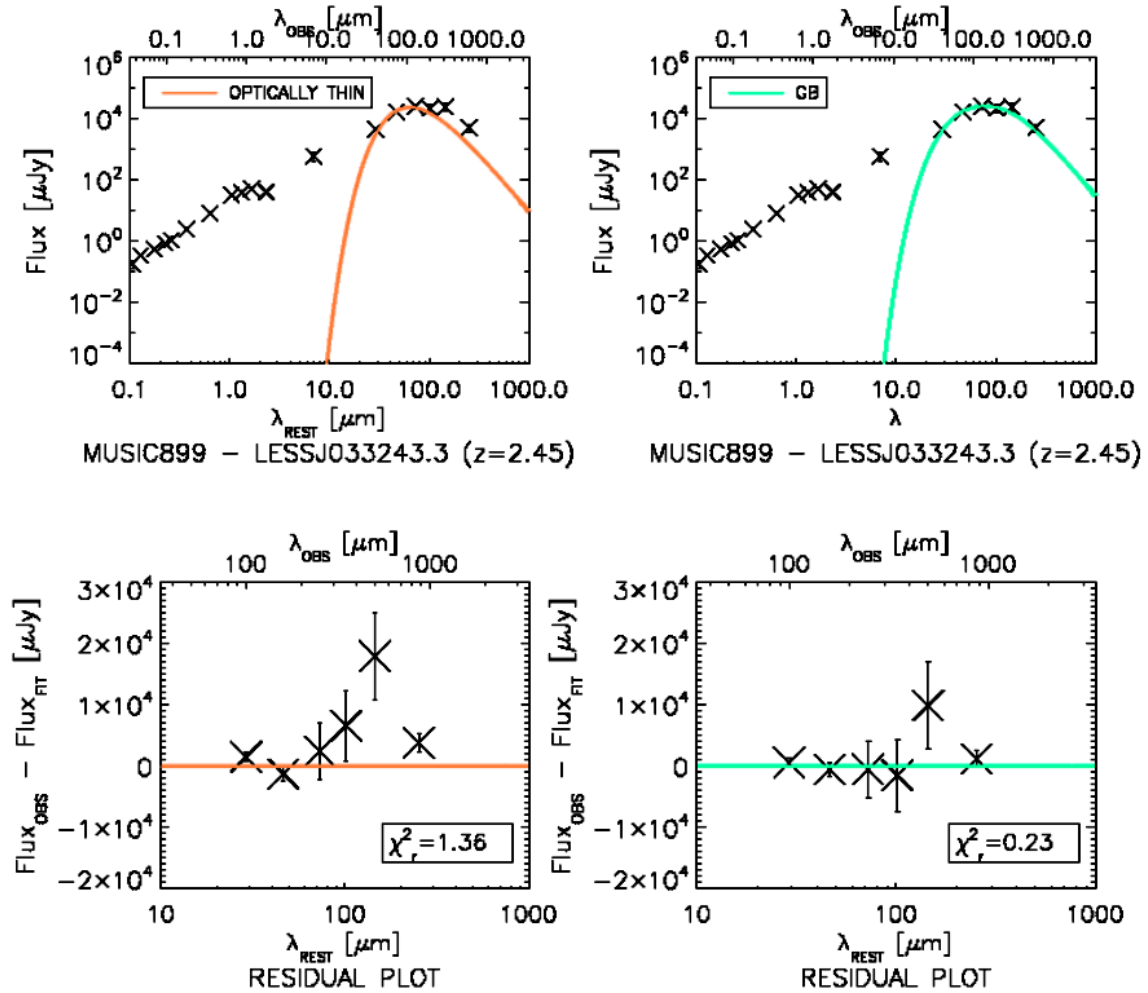


Figura A.10: **ID MUSIC 899** *A sinistra*: fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 46 \pm 2$  K. *A destra*: fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 66 \pm 3$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

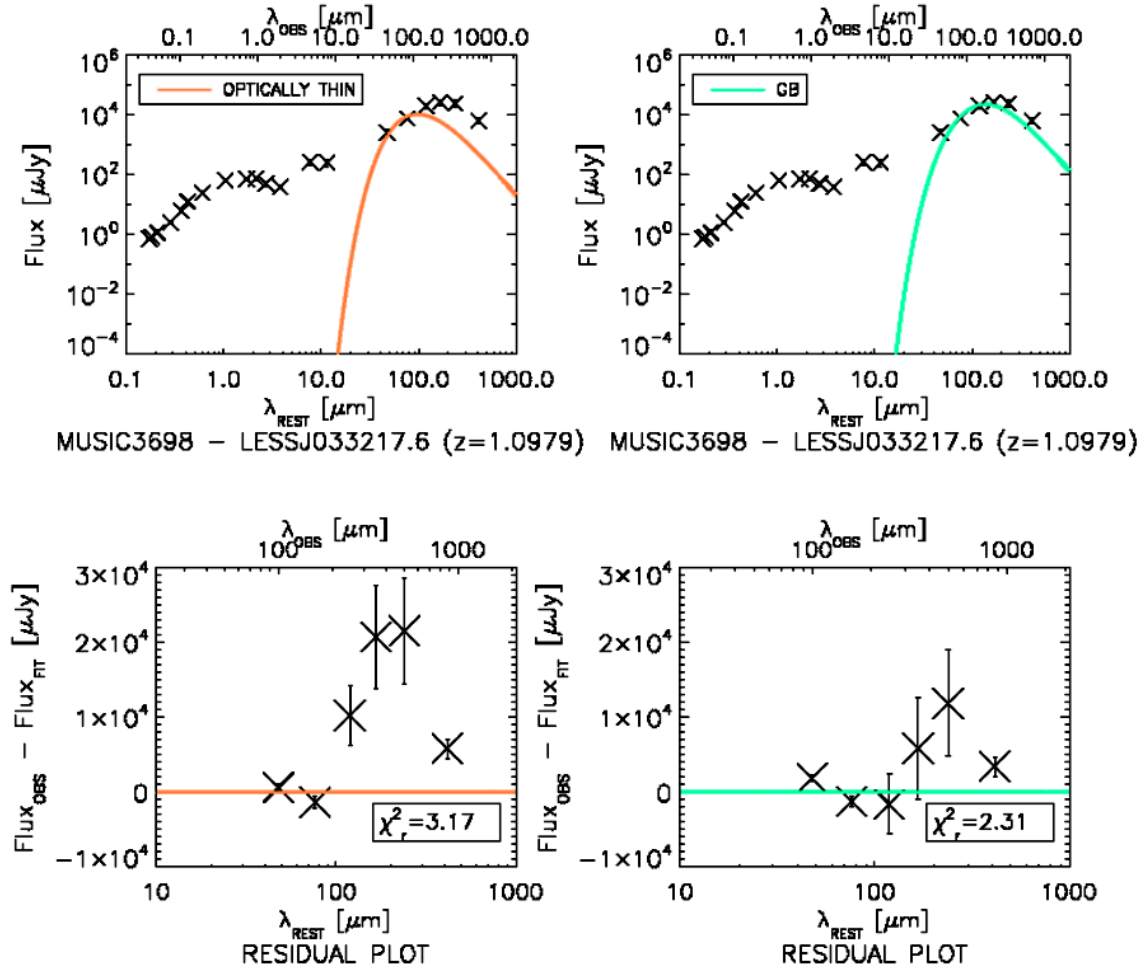


Figura A.11: **ID MUSIC 3698** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 30 \pm 2$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 30 \pm 2$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).



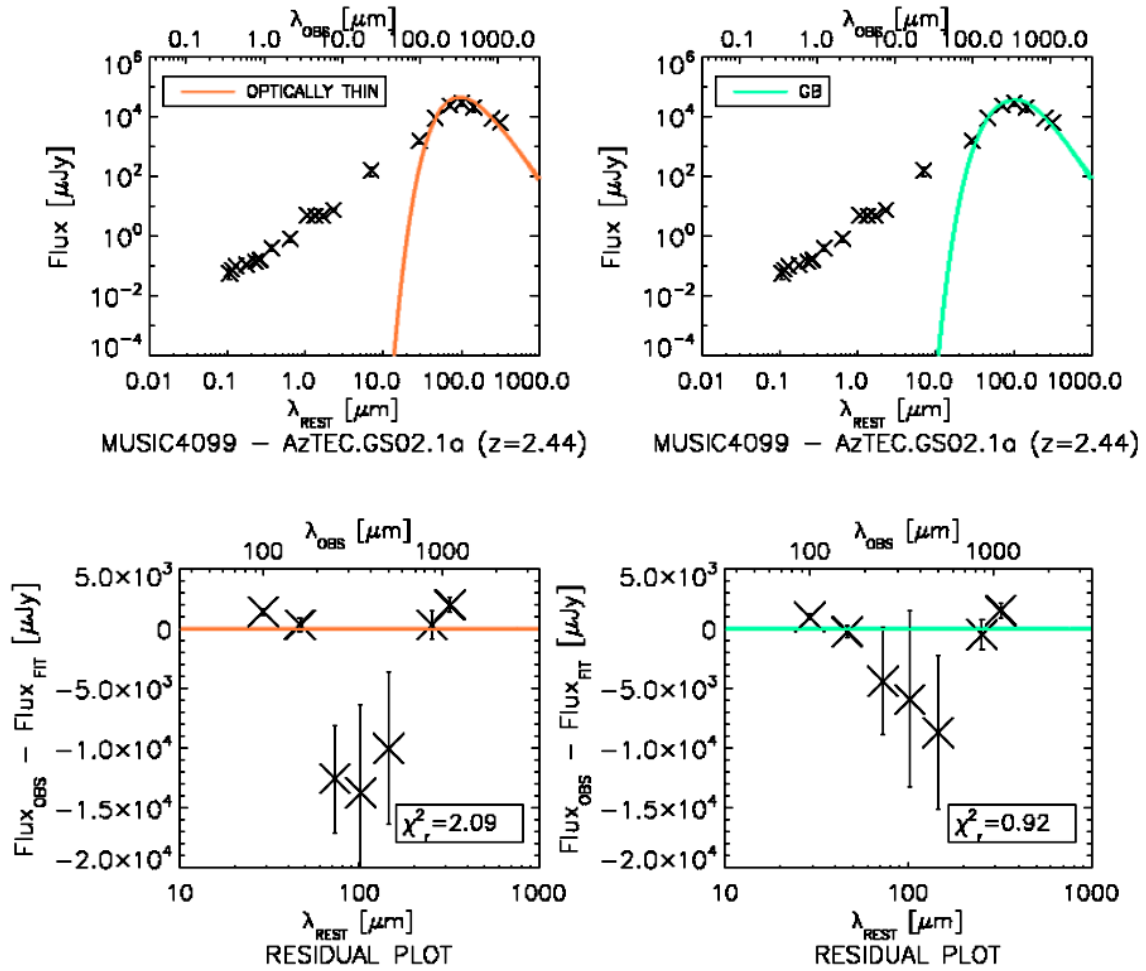


Figura A.12: **ID MUSIC 4099** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 30.4 \pm 0.4$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 45.6 \pm 0.8$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

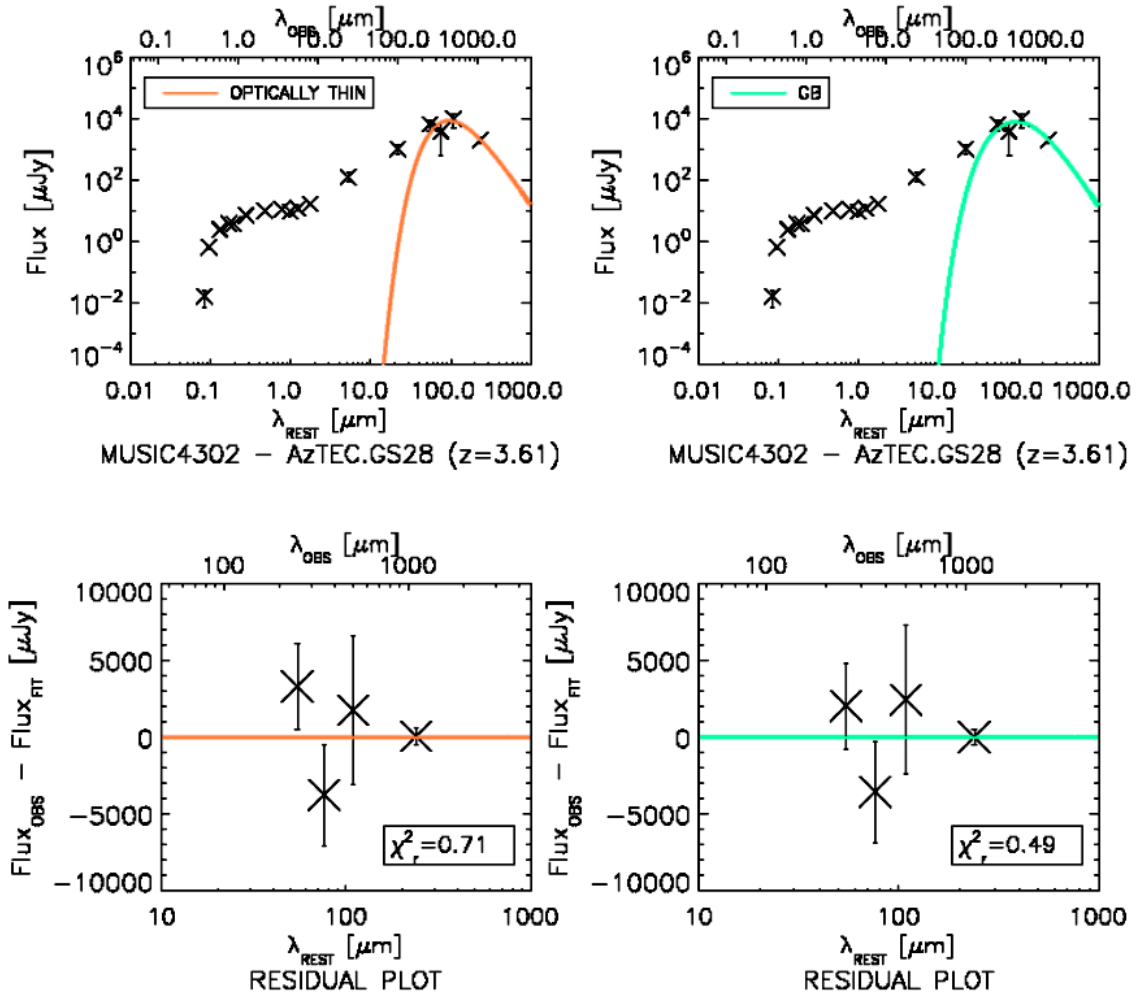


Figura A.13: **ID MUSIC 4302** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 30 \pm 3$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 52 \pm 8$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

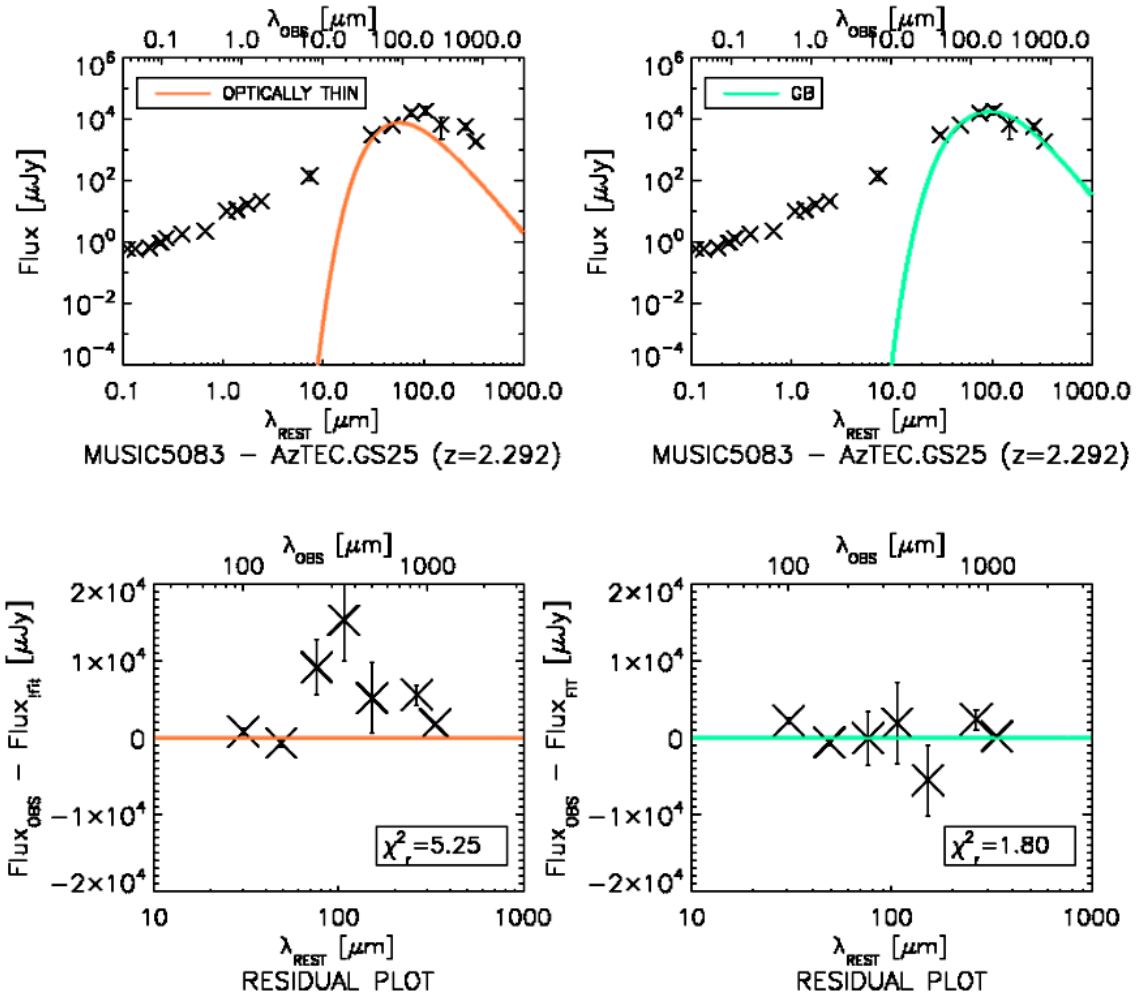


Figura A.14: **ID MUSIC 5083** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 51 \pm 2$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 51 \pm 1$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

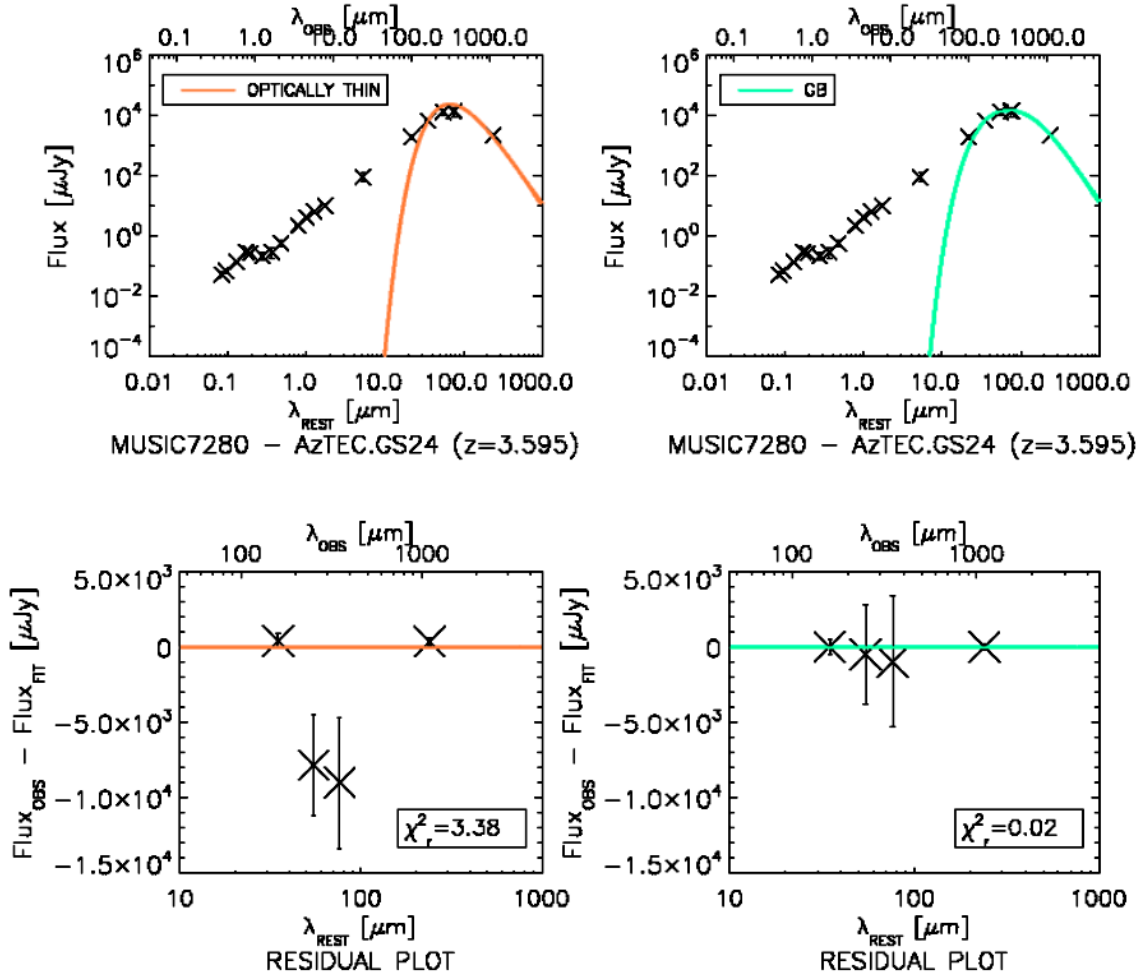


Figura A.15: ID MUSIC 7280 *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{THIN}} \simeq 43.3 \pm 0.8$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{GB}} \simeq 73 \pm 2$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{\text{OBS}}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{\text{REST}}$ ).

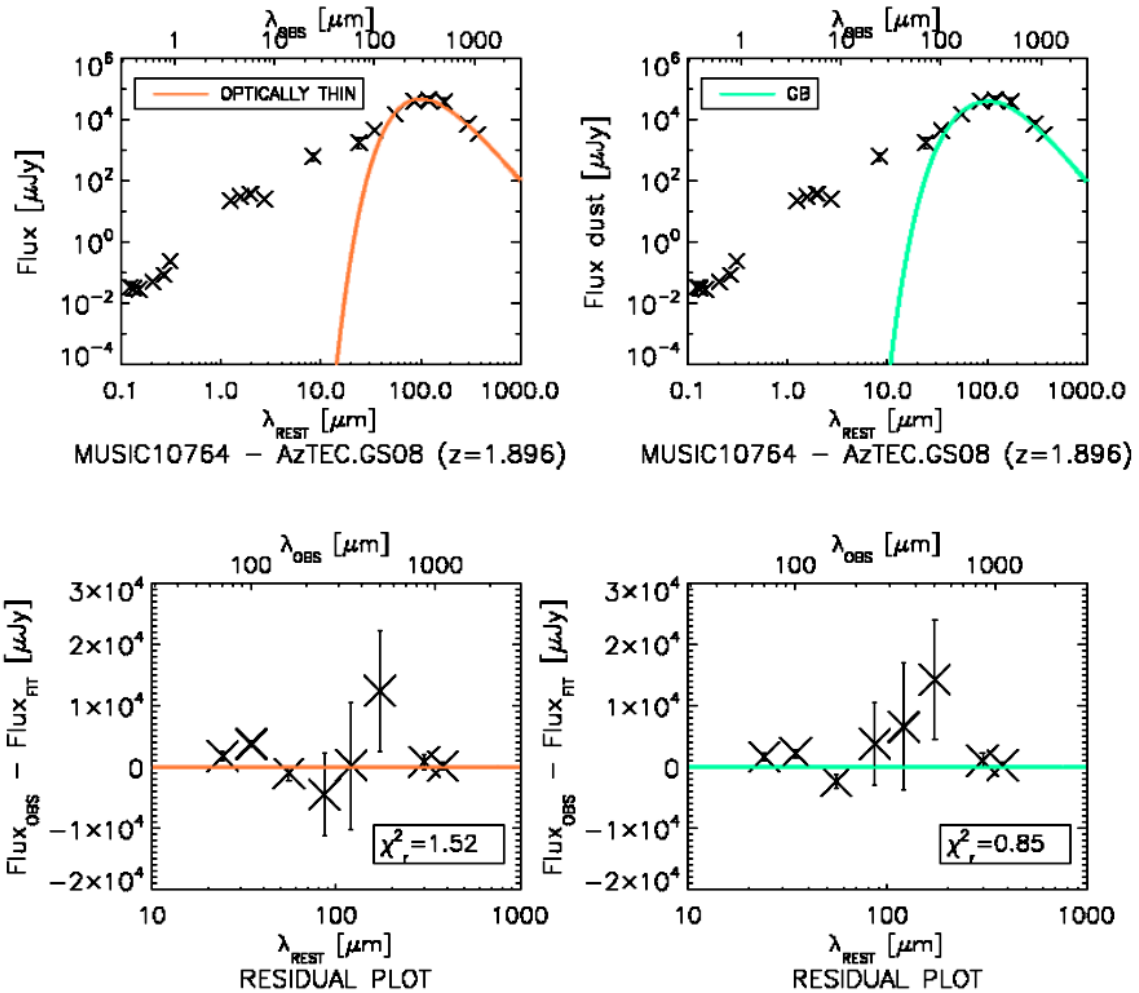


Figura A.16: **ID MUSIC 10764** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{THIN}} \simeq 28.9 \pm 0.5$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{GB}} \simeq 46 \pm 1$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{\text{OBS}}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{\text{REST}}$ ).

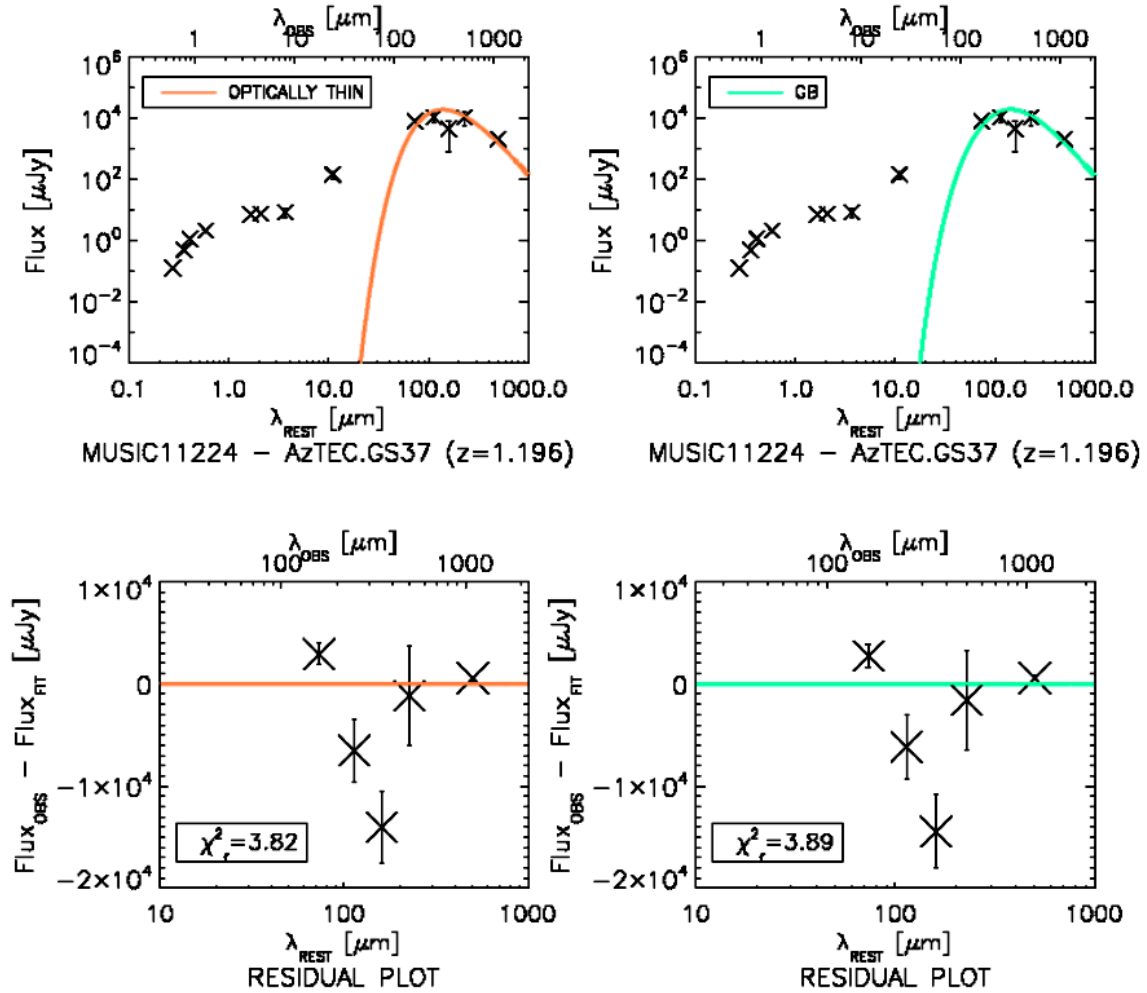


Figura A.17: **ID MUSIC 11224** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 20.7 \pm 0.6$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 28 \pm 1$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

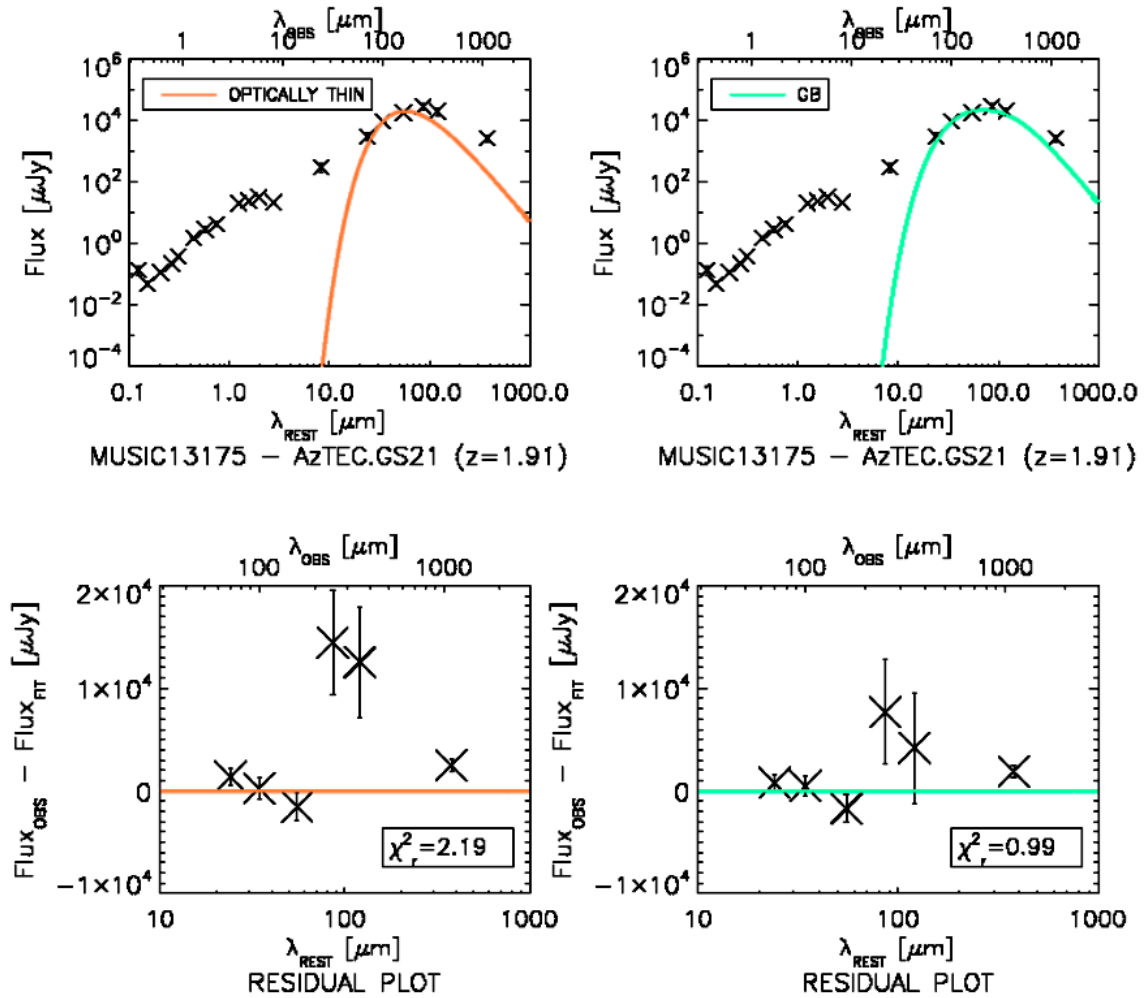


Figura A.18: ID MUSIC 13175 *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{THIN}} \simeq 51 \pm 2$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{GB}} \simeq 72 \pm 3$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{\text{OBS}}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{\text{REST}}$ ).

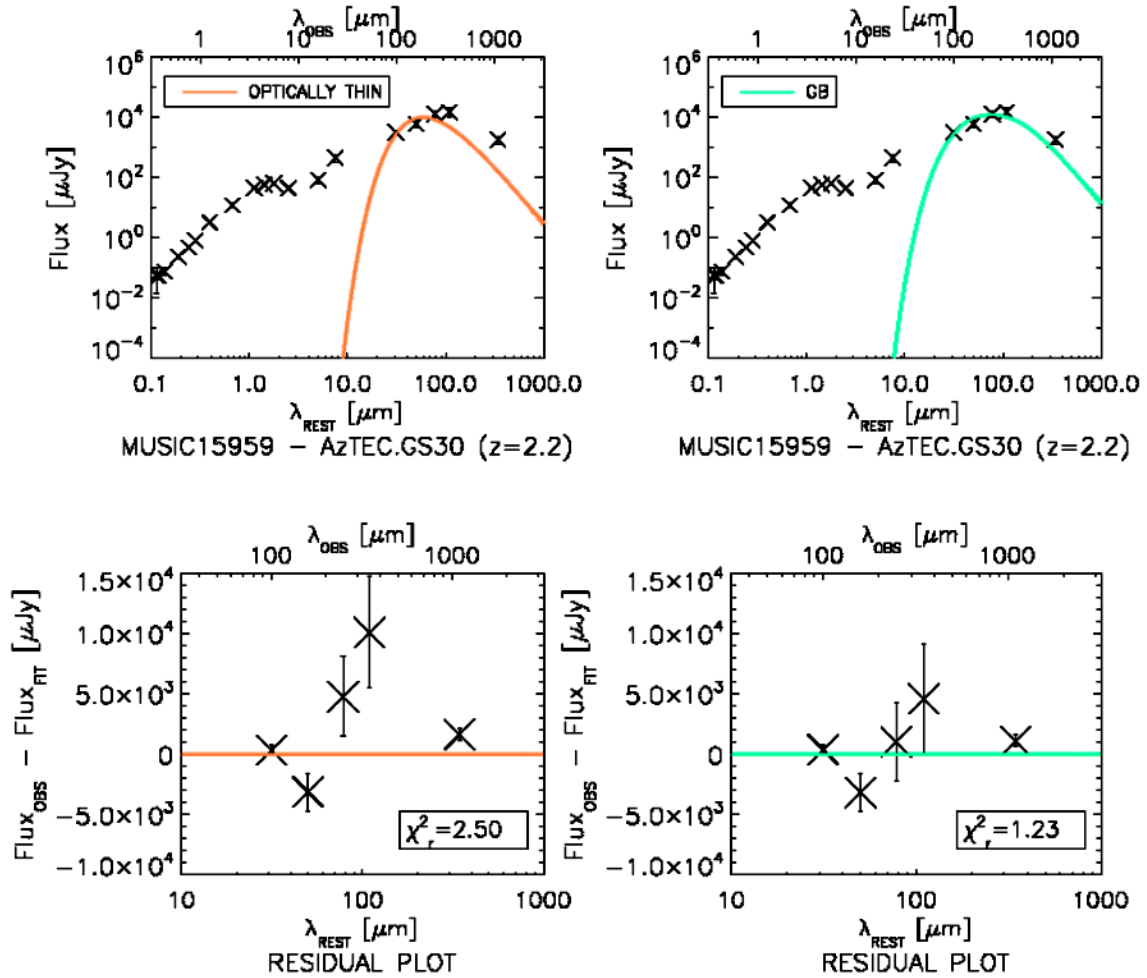


Figura A.19: **ID MUSIC 15959** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{THIN}} \simeq 49 \pm 3$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{GB}} \simeq 66 \pm 4$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{\text{OBS}}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{\text{REST}}$ ).



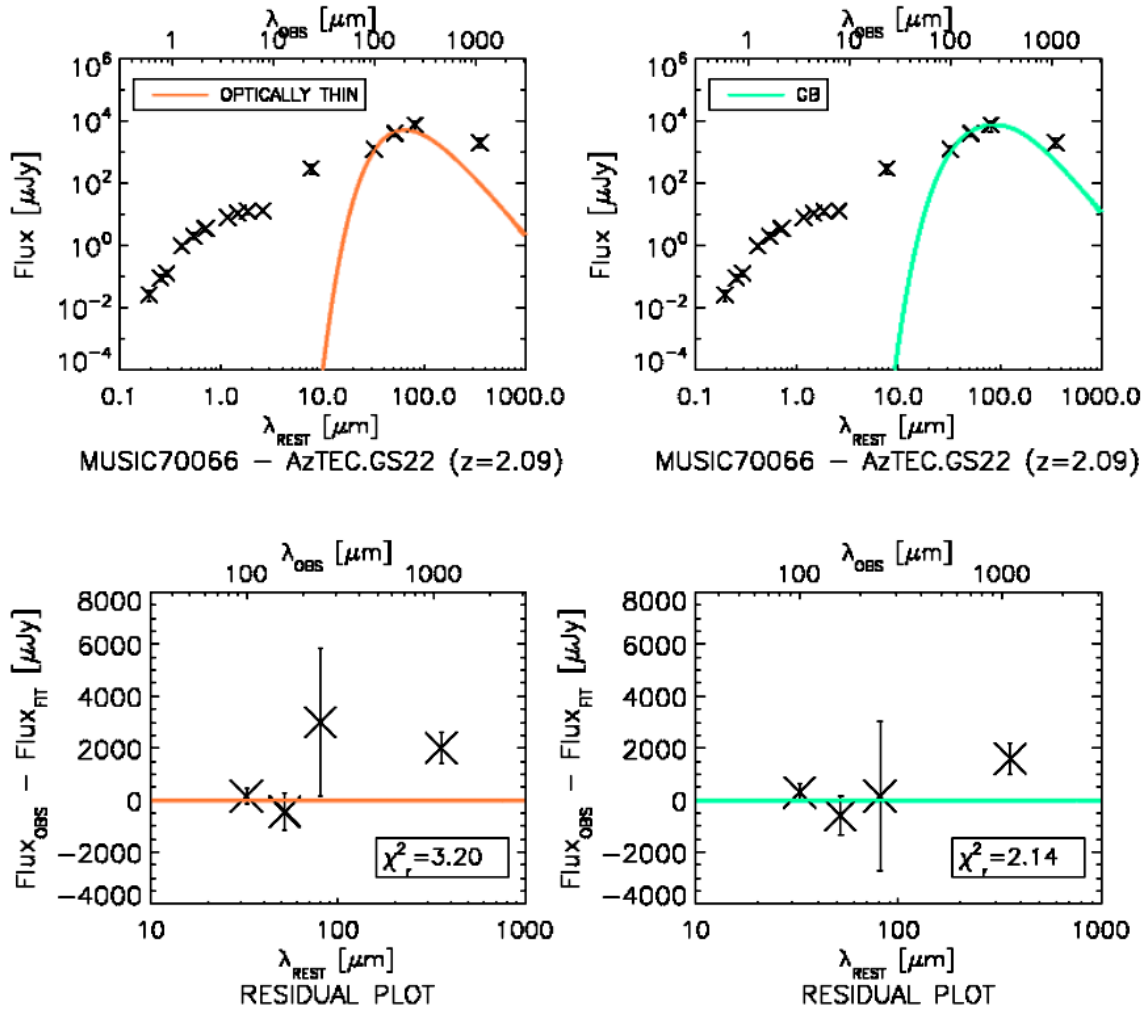


Figura A.20: **ID MUSIC 70066** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 45 \pm 4$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 56 \pm 5$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

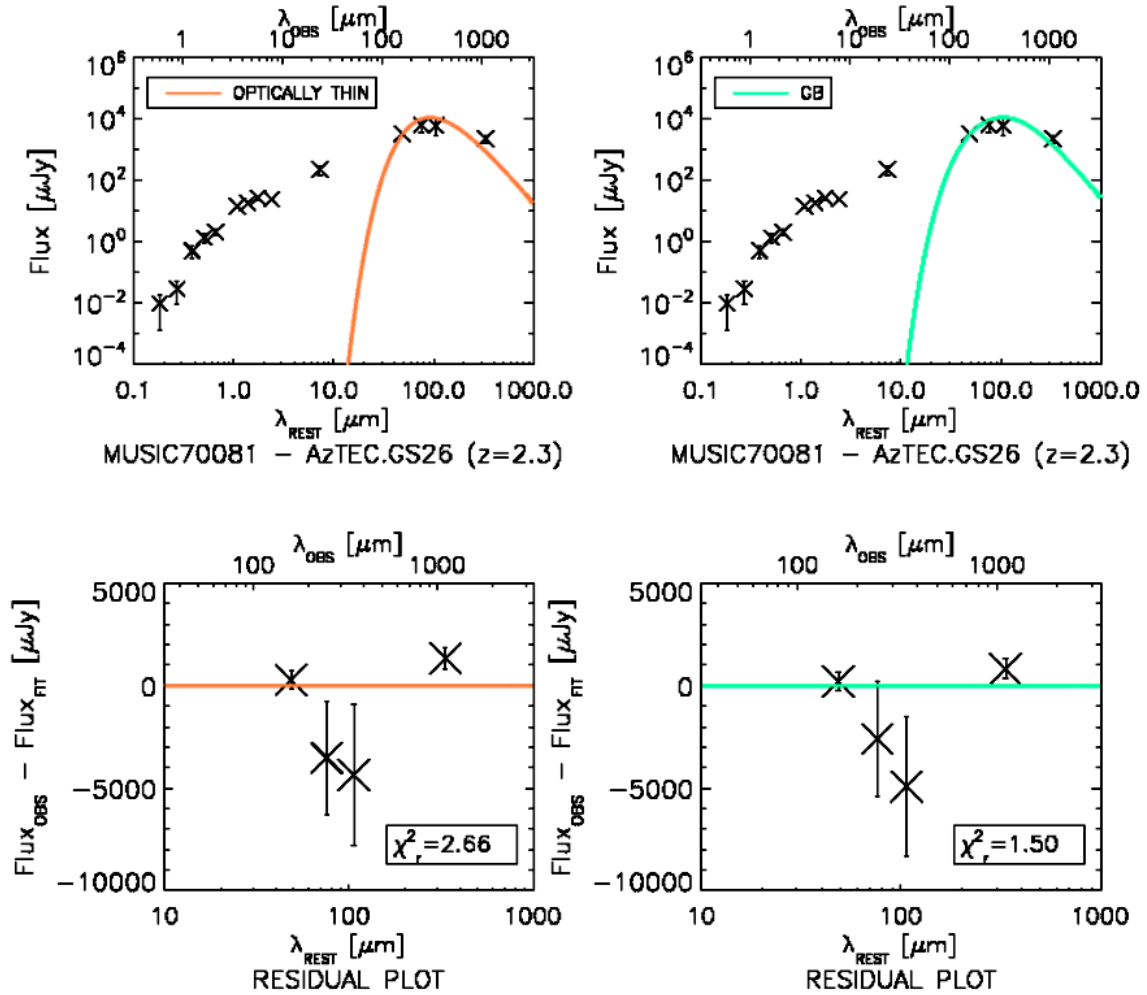


Figura A.21: **ID MUSIC 70081** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 31 \pm 2$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 45 \pm 3$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

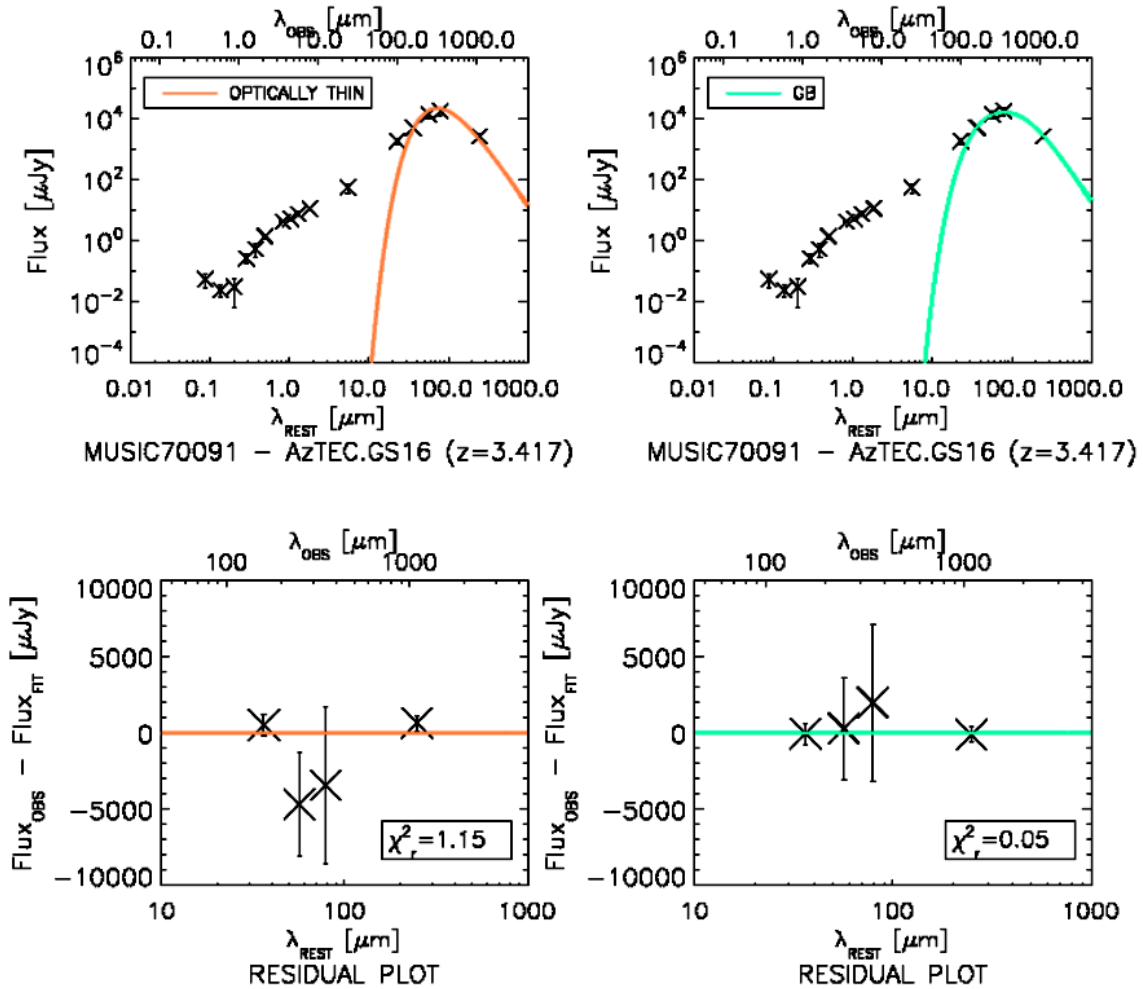


Figura A.22: **ID MUSIC 70091** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{THIN} \simeq 40 \pm 1$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{GB} \simeq 63 \pm 3$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{OBS}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{REST}$ ).

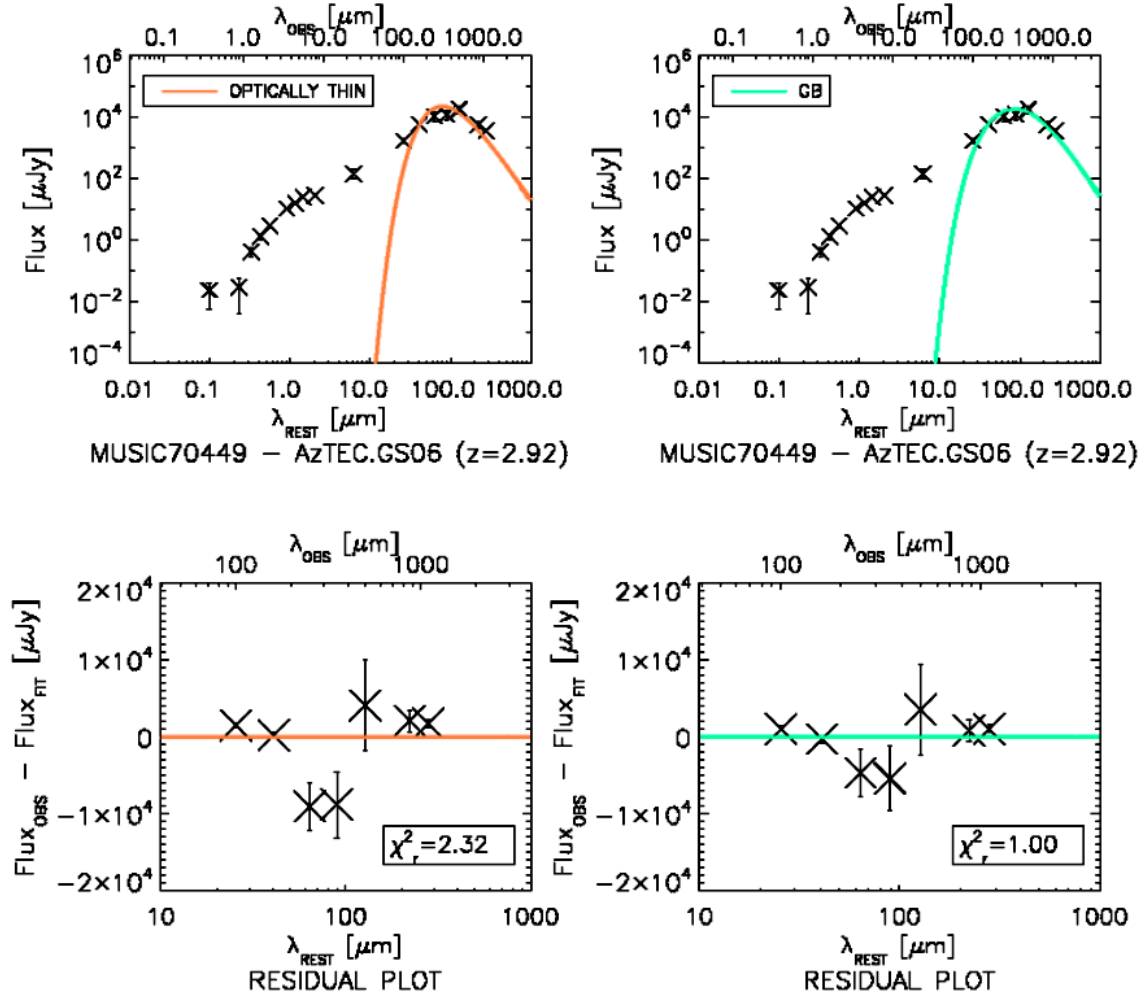


Figura A.23: **ID MUSIC 70449** *A sinistra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio in approssimazione otticamente sottile (in rosso) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{THIN}} \simeq 36.7 \pm 0.9$  K. *A destra* : fit dell'emissione termica della polvere con la funzione di corpo grigio non approssimato (in verde) sovrapposto alla SED dell'oggetto (sopra); grafico dei residui (sotto). La temperatura di *best fit* è  $T_{\text{GB}} \simeq 57 \pm 2$  K. L'asse x superiore riporta le lunghezze d'onda osservate ( $\lambda_{\text{OBS}}$ ), mentre quello inferiore riporta le lunghezze d'onda nel sistema a riposo ( $\lambda_{\text{REST}}$ ).

# Appendice B

## Valori tabulati della probabilità $P(\chi^2, \nu)$

In questa appendice si riportano le tabelle (figure B.2 e B.3) con i valori del chi quadro ridotto  $\chi_r^2(\nu) = \chi^2/\nu$  corrispondenti alla probabilità  $P_\chi(\chi^2, \nu)$  di avere, dato il numero di gradi di libertà  $\nu$ , un  $\chi_r^2$  maggiore di quello ottenuto (figura B.1). Queste tabelle, prese dal testo *Data Reduction and Error Analysis* (Bevington &

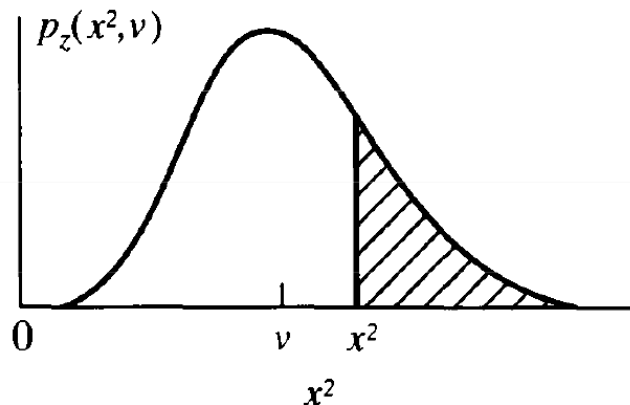


Figura B.1: Rappresentazione della probabilità  $P_\chi(\chi^2, \nu)$ , dato il chi quadro  $\chi^2$  e il numero di gradi di libertà  $\nu$  - *Data Reduction and Error Analysis*, Bevington & Robinson.

Robinson), sono state utilizzate, come spiegato nel paragrafo 5.1.1, per dare una stima dell'accordo tra i dati e i valori aspettati. Se  $P_\chi(\chi^2, \nu) < 0.05$  il disaccordo è significativo; se  $P_\chi(\chi^2, \nu) < 0.01$  il disaccordo è altamente significativo e il fit va rigettato.

$\nu$	$P$							
	0.99	0.98	0.95	0.90	0.80	0.70	0.60	0.50
1	0.00016	0.00063	0.00393	0.0158	0.0642	0.148	0.275	0.455
2	0.0100	0.0202	0.0515	0.105	0.223	0.357	0.511	0.693
3	0.0383	0.0617	0.117	0.195	0.335	0.475	0.623	0.789
4	0.0742	0.107	0.178	0.266	0.412	0.549	0.688	0.839
5	0.111	0.150	0.229	0.322	0.469	0.600	0.731	0.870
6	0.145	0.189	0.273	0.367	0.512	0.638	0.762	0.891
7	0.177	0.223	0.310	0.405	0.546	0.667	0.785	0.907
8	0.206	0.254	0.342	0.436	0.574	0.691	0.803	0.918
9	0.232	0.281	0.369	0.463	0.598	0.710	0.817	0.927
10	0.256	0.306	0.394	0.487	0.618	0.727	0.830	0.934
11	0.278	0.328	0.416	0.507	0.635	0.741	0.840	0.940
12	0.298	0.348	0.436	0.525	0.651	0.753	0.848	0.945
13	0.316	0.367	0.453	0.542	0.664	0.764	0.856	0.949
14	0.333	0.383	0.469	0.556	0.676	0.773	0.863	0.953
15	0.349	0.399	0.484	0.570	0.687	0.781	0.869	0.956
16	0.363	0.413	0.498	0.582	0.697	0.789	0.874	0.959
17	0.377	0.427	0.510	0.593	0.706	0.796	0.879	0.961
18	0.390	0.439	0.522	0.604	0.714	0.802	0.883	0.963
19	0.402	0.451	0.532	0.613	0.722	0.808	0.887	0.965
20	0.413	0.462	0.543	0.622	0.729	0.813	0.890	0.967
22	0.434	0.482	0.561	0.638	0.742	0.823	0.897	0.970
24	0.452	0.500	0.577	0.652	0.753	0.831	0.902	0.972
26	0.469	0.516	0.592	0.665	0.762	0.838	0.907	0.974
28	0.484	0.530	0.605	0.676	0.771	0.845	0.911	0.976
30	0.498	0.544	0.616	0.687	0.779	0.850	0.915	0.978
32	0.511	0.556	0.627	0.696	0.786	0.855	0.918	0.979
34	0.523	0.567	0.637	0.704	0.792	0.860	0.921	0.980
36	0.534	0.577	0.646	0.712	0.798	0.864	0.924	0.982
38	0.545	0.587	0.655	0.720	0.804	0.868	0.926	0.983
40	0.554	0.596	0.663	0.726	0.809	0.872	0.928	0.983
42	0.563	0.604	0.670	0.733	0.813	0.875	0.930	0.984
44	0.572	0.612	0.677	0.738	0.818	0.878	0.932	0.985
46	0.580	0.620	0.683	0.744	0.822	0.881	0.934	0.986
48	0.587	0.627	0.690	0.749	0.825	0.884	0.936	0.986
50	0.594	0.633	0.695	0.754	0.829	0.886	0.937	0.987
60	0.625	0.662	0.720	0.774	0.844	0.897	0.944	0.989
70	0.649	0.684	0.739	0.790	0.856	0.905	0.949	0.990
80	0.669	0.703	0.755	0.803	0.865	0.911	0.952	0.992
90	0.686	0.718	0.768	0.814	0.873	0.917	0.955	0.993
100	0.701	0.731	0.779	0.824	0.879	0.921	0.958	0.993
120	0.724	0.753	0.798	0.839	0.890	0.928	0.962	0.994
140	0.743	0.770	0.812	0.850	0.898	0.934	0.965	0.995
160	0.758	0.784	0.823	0.860	0.905	0.938	0.968	0.996
180	0.771	0.796	0.833	0.868	0.910	0.942	0.970	0.996
200	0.782	0.806	0.841	0.874	0.915	0.945	0.972	0.997

Figura B.2: Tabella per valori di  $P_{\chi}(\chi^2, \nu)$  compresi tra 0.99 e 0.50 - *Data Reduction and Error Analysis, Bevington & Robinson.*

$\nu$	$P$							
	0.40	0.30	0.20	0.10	0.05	0.02	0.01	0.001
1	0.708	1.074	1.642	2.706	3.841	5.412	6.635	10.827
2	0.916	1.204	1.609	2.303	2.996	3.912	4.605	6.908
3	0.982	1.222	1.547	2.084	2.605	3.279	3.780	5.423
4	1.011	1.220	1.497	1.945	2.372	2.917	3.319	4.617
5	1.026	1.213	1.458	1.847	2.214	2.678	3.017	4.102
6	1.035	1.205	1.426	1.774	2.099	2.506	2.802	3.743
7	1.040	1.198	1.400	1.717	2.010	2.375	2.639	3.475
8	1.044	1.191	1.379	1.670	1.938	2.271	2.511	3.266
9	1.046	1.184	1.360	1.632	1.880	2.187	2.407	3.097
10	1.047	1.178	1.344	1.599	1.831	2.116	2.321	2.959
11	1.048	1.173	1.330	1.570	1.789	2.056	2.248	2.842
12	1.049	1.168	1.318	1.546	1.752	2.004	2.185	2.742
13	1.049	1.163	1.307	1.524	1.720	1.959	2.130	2.656
14	1.049	1.159	1.296	1.505	1.692	1.919	2.082	2.580
15	1.049	1.155	1.287	1.487	1.666	1.884	2.039	2.513
16	1.049	1.151	1.279	1.471	1.644	1.852	2.000	2.453
17	1.048	1.148	1.271	1.457	1.623	1.823	1.965	2.399
18	1.048	1.145	1.264	1.444	1.604	1.797	1.934	2.351
19	1.048	1.142	1.258	1.432	1.586	1.773	1.905	2.307
20	1.048	1.139	1.252	1.421	1.571	1.751	1.878	2.266
22	1.047	1.134	1.241	1.401	1.542	1.712	1.831	2.194
24	1.046	1.129	1.231	1.383	1.517	1.678	1.791	2.132
26	1.045	1.125	1.223	1.368	1.496	1.648	1.755	2.079
28	1.045	1.121	1.215	1.354	1.476	1.622	1.724	2.032
30	1.044	1.118	1.208	1.342	1.459	1.599	1.696	1.990
32	1.043	1.115	1.202	1.331	1.444	1.578	1.671	1.953
34	1.042	1.112	1.196	1.321	1.429	1.559	1.649	1.919
36	1.042	1.109	1.191	1.311	1.417	1.541	1.628	1.888
38	1.041	1.106	1.186	1.303	1.405	1.525	1.610	1.861
40	1.041	1.104	1.182	1.295	1.394	1.511	1.592	1.835
42	1.040	1.102	1.178	1.288	1.384	1.497	1.576	1.812
44	1.039	1.100	1.174	1.281	1.375	1.485	1.562	1.790
46	1.039	1.098	1.170	1.275	1.366	1.473	1.548	1.770
48	1.038	1.096	1.167	1.269	1.358	1.462	1.535	1.751
50	1.038	1.094	1.163	1.263	1.350	1.452	1.523	1.733
60	1.036	1.087	1.150	1.240	1.318	1.410	1.473	1.660
70	1.034	1.081	1.139	1.222	1.293	1.377	1.435	1.605
80	1.032	1.076	1.130	1.207	1.273	1.351	1.404	1.560
90	1.031	1.072	1.123	1.195	1.257	1.329	1.379	1.525
100	1.029	1.069	1.117	1.185	1.243	1.311	1.358	1.494
120	1.027	1.063	1.107	1.169	1.221	1.283	1.325	1.446
140	1.026	1.059	1.099	1.156	1.204	1.261	1.299	1.410
160	1.024	1.055	1.093	1.146	1.191	1.243	1.278	1.381
180	1.023	1.052	1.087	1.137	1.179	1.228	1.261	1.358
200	1.022	1.050	1.083	1.130	1.170	1.216	1.247	1.338

Figura B.3: Tabella per valori di  $P_{\chi}(\chi^2, \nu)$  compresi tra 0.40 e 0.001 - *Data Reduction and Error Analysis, Bevington & Robinson.*





# Bibliografia

- [1] R. Aversa, A. Lapi, G. de Zotti, F. Shankar, L. Danese. Black hole and galaxy coevolution from continuity equation and abundance matching. *The Astrophysical Journal*, 810:74 (40pp), 2015.
- [2] R. A. Bernstein, W. L. Freedman, B. F. Madore. The First Detections of the Extragalactic Background Light at 3000, 5500, and 8000 Å. I. Results. *The Astrophysical Journal*, 2002.
- [3] S. Berta, B. Magnelli, R. van Nordon, D. Lutz, and the PEP Team. Herschel/PEP Dissects the Cosmic Infrared Background. Galaxy Evolution: Infrared to Millimeter Wavelength Perspective, ASP Conference Series, Vol. 44, Astronomical Society of the Pacific, 2011.
- [4] P. R. Bevington & D. K. Robinson. Data Reduction and Error Analysis. McGraw Hill Higher Education, 2003.
- [5] J. Brinchmann & R. Ellis. The Mass Assembly and Star Formation Characteristics of Field Galaxies of Known Morphology. *The Astronomical Journal*, 536:L77-L80, 2000.
- [6] G. Bruzual & S. Charlot. Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344:1000-1028, 2003.
- [7] D. Burgarella, V. Buat, C. Gruppioni, O. Cucciati, S. Heinis, S. Berta, M. Béthermin, J. Bock, A. Cooray, J. S. Dunlop, D. Farrah, A. Franceschini, E. Le Floc'h, D. Lutz, B. Magnelli, R. Nordon, S. J. Oliver, M. J. Page, P. Popesso, F. Pozzi, L. Riguccini, M. Vaccari, M. Viero. Herschel PEP/HerMES: the redshift evolution ( $0 \leq z \leq 4$ ) of dust attenuation and of the total (UV+IR) star formation rate density. *Astronomy and Astrophysics*, 554:A70, 2013.
- [8] F. Calura, R. Gilli, C. Vignali, F. Pozzi, A. Pipino, F. Matteucci. The dust content of QSO hosts at high redshift. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 438:2765-2783, 2014.
- [9] F. Calura, F. Matteucci. Cosmic metal production and the mean metallicity of the Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 350:351-364, 2004.

- [10] F. Calura, A. Pipino, C. Chiappini, F. Matteucci, R. Maiolino. The evolution of the mass-metallicity relation in galaxies of different morphological types. *Astronomy and Astrophysics*, 504:373-388, 2009.
- [11] F. Calura, A. Pipino, F. Matteucci. The cycle of interstellar dust in galaxies of different morphological types. *Astronomy and Astrophysics*, 479:669-685, 2008.
- [12] F. Calura, F. Pozzi, G. Cresci, P. Santini, C. Gruppioni, L. Pozzetti, R. Gilli, F. Matteucci, R. Maiolino. The dust-to-stellar mass ratio as a valuable tool to probe the evolution of local and distant star forming galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 000:1-15, 2016.
- [13] D. Calzetti. Polycyclic Aromatic Hydrocarbons as Star Formation Rate Indicators. Invited review at the conference “PAHs and the Universe” (Toulouse, France, June 1-4, 2010). Proceedings eds. C. Joblin and A.G.G.M. Tielens. *EAS Publication Series*, 2011.
- [14] D. Calzetti, A L. Kinney, T. Storchi-Bergmann. Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies: the ultraviolet extinction law. *The Astrophysical Journal*, 429:582-601, 1994.
- [15] J. A. Cardelli, G. C. Clayton, J. S. Mathis. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *The Astrophysical Journal*, Part 1:345, 1989.
- [16] C. M. Casey, D. Narayanan, A. Cooray. Dusty Star-Forming Galaxies at High Redshift. *Physics Reports*, Preprinted version, 2014.
- [17] C. Chiappini, F. Matteucci, D. Romano. Abundance Gradients and the Formation of the Milky Way. *The Astrophysical Journal*, 554:1044-1058, 2001.
- [18] L. L. Cowie, A. Songaila, E. M. Hu, J. G. Cohen. NEW INSIGHT ON GALAXY FORMATION AND EVOLUTION FROM KECK SPECTROSCOPY OF THE HAWAII DEEP FIELDS. *The Astronomical Journal*, 112:3, 1996.
- [19] E. da Cunha, S. Charlot, D. Elbaz. A simple model to interpret the ultraviolet, optical and infrared emission from galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 388:1595-1617, 2008.
- [20] E. da Cunha, F. Walter, I. Smail, M. Swinbank, J. Simpson, R. Decarli, J. Hodge, A. Weiss, P. van der Werf, F. Bertoldi, S. Chapman, P. Cox, A. Danielson, H. Dannerbauer, T. Greve, R. Ivison, A. Karim, A. Thomson. An ALMA survey of Submillimeter Galaxies in the Extended Chandra Deep Field South: Physical properties derived from ultraviolet-to-radio modelling. *The Astrophysical Journal*, 806:110 (22pp), 2015.

- [21] E. Daddi, M. Dickinson, G. Morrison, R. Chary, A. Cimatti, D. Elbaz, D. Frayer, A. Renzini, A. Pope, D.M. Alexander, F.E. Bauer, M. Giavalisco, M. Huynh, J. Kurk, M. Mignoli. Multiwavelength study of massive galaxies at  $z \sim 2$ . I. Star formation and galaxy growth. *The Astrophysical Journal*, 670:156-172, 2007.
- [22] A. Dekel & Y. Birnboim. Galaxy Bimodality due to Cold Flows and Shock Heating. *MNRAS*, 368:2, 2006.
- [23] A. Dekel, Y. Birnboim, G. Engel, J. Freundlich, T. Goerdt, M. Mumcuoglu, E. Neistein, C. Pichon, R. Teyssier, E. Zinger. Cold streams in early massive hot haloes as the main mode of galaxy formation. *Nature*, 457:451-454, 2009.
- [24] A. Dekel, R. Sari, D. Ceverino. Formation of Massive Galaxies at High Redshift: Cold Streams, Clumpy Disks and Compact Spheroids. *The Astrophysical Journal*, 703:785-801, 2009.
- [25] I. Delvecchio, D. Lutz, S. Berta, D. J. Rosario, G. Zamorani, F. Pozzi, C. Gruppioni, C. Vignali, M. Brusa, A. Cimatti, D. L. Clements, A. Cooray, D. Farrah, G. Lanzuisi, S. Oliver, G. Rodighiero, P. Santini, M. Symeonidis. Mapping the average AGN accretion rate in the SFR- $M_*$  plane for Herschel selected galaxies at  $0 < z \leq 2.5$ . *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 000:1-16, 2015.
- [26] N. A. Devereux & J. S. Young. THE ORIGIN OF THE FAR-INFRARED LUMINOSITY WITHIN THE SPIRAL GALAXY M51. *The Astronomical Journal*, 103:5, 1992.
- [27] B.T. Draine. INTERSTELLAR DUST GRAINS. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 41:241-89, 2003.
- [28] B. T. Draine & H. M. Lee. Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *The Astrophysical Journal*, 285:89-108, 1984.
- [29] B. T. Drain & A. Li. INFRARED EMISSION FROM INTERSTELLAR DUST. IV. THE SILICATE-GRAPHITE-PAH MODEL IN THE POST-SPITZER ERA. *The Astrophysical Journal*, 657:810Y837, 2007.
- [30] J.S. Dunlop, R.J. McLure, A.D. Biggs, J.E. Geach, M.J. Michalowski, R.J. Ivison, W. Rujopakarn, E. van Kampen, A. Kirkpatrick, A. Pope, D. Scott, A.M. Swinbank, T.A. Targett, I. Aretxaga, J.E. Austermann, P.N. Best, V.A. Bruce, E.L. Chapin, S. Charlot, M. Cirasuolo, K.E.K. Coppin, R.S. Ellis, S.L. Finkelstein, C.C. Hayward, D.H. Hughes, E. Ibar, S. Khochfar, M.P. Koprowski, D. Narayanan, C. Papovich, J.A. Peacock, B. Robertson, T. Vernstrom, P.P. van der Werf, G.W. Wilson, M. Yun. A deep ALMA image of the Hubble Ultra Deep Field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2016.
- [31] E. Dwek. The evolution of the elemental abundances in the gas and dust phases of the Galaxy. *The Astrophysical Journal*, 501:643-665, 1998.

- [32] E. Dwek, & I. Cherchneff, in *The First Stars and Galaxies: Challenges for the Next Decade*, AIP Conf. Proc., 1294:142, 2010.
- [33] E. Dwek, & I. Cherchneff, *The Astrophysical Journal*, 727:63, 2011.
- [34] E. Dwek, J. Staguhn, R.G. Arendt, et al. *The Astrophysical Journal*, 813:11, 2015.
- [35] S. Eales, P. de Vis, M. W.L. Smith, K. Appah, L. Ciesla, C. Duffield, S. Schofield. *The Galaxy End Sequence*. Preprinted by MNRAS, 2016.
- [36] D. Elbaz, E. Daddi, D. Le Borgne, M. Dickinson, D.M. Alexander, R-R Chary, J-L Starck, W.N. Brandt, M. Kitzbichler, E. MacDonald, M. Nonino, P. Popesso, D. Stern, E. Vanzella. The reversal of the star formation-density relation in the distant universe. *Astronomy and Astrophysics*, 68:33-48, 2007.
- [37] D. Elbaz, M. Dickinson, H.S. Hwang, T. Diaz-Santos, G. Magdis, B. Magnelli, D. Le Borgne, F. Galliano, M. Pannella, P. Chanial, L. Armus, V. Charmandaris, E. Daddi, H. Aussel, P. Popesso, J. Kartaltepe, B. Altieri, I. Valtchanov, D. Coia, H. Dannerbauer, K. Dasyra, R. Leiton, J. Mazzearella, V. Buat, D. Burgarella, R.-R. Chary, R. Gilli, R.J. Ivison, S. Juneau, E. LeFloc'h, D. Lutz, G.E. Morrison, J. Mullaney, E. Murphy, A. Pope, D. Scott, D. Alexander, M. Brodwin, D. Calzetti, C. Cesarsky, S. Charlot, H. Dole, P. Eisenhardt, H.C. Ferguson, N. Foerster-Schreiber, D. Frayer, M. Giavalisco, M. Huynh, A.M. Koekemoer, C. Papovich, N. Reddy, C. Surace, H. Teplitz, M.S. Yun, G. Wilson. GOODS-Herschel: an infrared main sequence for star-forming galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 533:A119, 2011.
- [38] L. Ferrarese & D. Merritt. A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 539:L9-L12, 2000.
- [39] A. Fontana, S. Salimbeni, A. Grazian, E. Giallongo, L. Pentericci, M. Nonino, F. Fontanot, N. Menci, P. Monaco, S. Cristiani, E. Vanzella, C. De Santis, S. Gallozzi. The Galaxy Mass Function up to  $z = 4$  in the GOODS-MUSIC sample: into the epoch of formation of massive galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 459:745-757, 2006.
- [40] N. M. Förster Schreiber, R. Genzel, M. D. Lehnert, N. Bouche, A. Verma, D. K. Erb, A. E. Shapley, C. C. Steidel, R. Davies, D. Lutz, N. Nesvadba, L. J. Tacconi, F. Eisenhauer, R. Abuter, A. Gilbert, S. Gillessen, A. Sternberg. SINFONI Integral Field Spectroscopy of  $z \sim 2$  UV-selected Galaxies: Rotation Curves and Dynamical Evolution. *The Astrophysical Journal*, 645:1062-1075, 2006.
- [41] N. M. Förster Schreiber, A. E. Shapley, D. K. Erb, R. Genzel, C. C. Steidel, N. Bouché, G. Cresci, R. Davies. Constraints on the Assembly and Dynamics of Galaxies: I. Detailed Rest-frame Optical Morphologies on Kiloparsec-scale of  $z \sim 2$  Star-forming Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 731:65 (35pp), 2011.

- [42] P. François, F. Matteucci, R. Cayrel, M. Spite, F. Spite, C. Chiappini. The evolution of the Milky Way from its earliest phases: Constraints on stellar nucleosynthesis. *Astronomy and Astrophysics*, 421:613-621, 2004.
- [43] C. Gall, A. C. Andersen, J. Hjorth. Genesis and evolution of dust in galaxies in the early Universe II. Rapid dust evolution in quasars at  $z \gtrsim 6$ . *Astronomy and Astrophysics*, 28:A14, 2011.
- [44] R. Giacconi, A. Zirm, J. Wang, P. Rosati, M. Nonino, P. Tozzi, R. Gilli, V. Mainieri, G. Hasinger, L. Kewley, J. Bergeron, S. Borgani, R. Gilmozzi, N. Grogin, A. Koekoer, E. Schreier, Wei Zheng, C. Norman. CHANDRA DEEP FIELD SOUTH: THE 1 Ms CATALOG. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 139:369-410, 2002.
- [45] M. Giavalisco, the GOODS Team. The Great Observatories Origins Deep Survey: Initial Results From Optical and Near-Infrared Imaging. *The Astrophysical Journal*, 600:L93-L98, 2004.
- [46] R. Gilli, C. Norman, C. Vignali, E. Vanzella, F. Calura, F. Pozzi, M. Massardi, A. Mignano, V. Casasola, E. Daddi, D. Elbaz, M. Dickinson, K. Iwasawa, R. Maiolino, M. Brusa, F. Vito, J. Fritz, A. Feltre, G. Cresci, M. Mignoli, A. Comastri, G. Zamorani. ALMA reveals a warm and compact starburst around a heavily obscured supermassive black hole at  $z = 4.75$ . *Astronomy and Astrophysics*, 562:A67, 2014.
- [47] E. Gonzalez-Alfonso, A. Smith & J. Fischer. THE FAR-INFRARED SPECTRUM OF ARP 220. *The Astrophysical Journal*, 613:247-261, 2004.
- [48] A. Grazian, A. Fontana, C. de Santis, M. Nonino, S. Salimbeni, E. Giallongo, S. Cristiani, S. Gallozzi, E. Vanzella. The GOODS-MUSIC sample: a multicolour catalog of near-IR selected galaxies in the GOODS-South field.
- [49] J. M. Greenberg & A. Li. A unified model of interstellar dust. *Astronomy & Astrophysics*, 323:566-584, 1997. *Astronomy & Astrophysics*, 449:951-968, 2006.
- [50] N. A. Grogin, et al. CANDELS: The Cosmic Assembly Near-infrared Deep Extragalactic Legacy Survey. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 197:35 (39pp), 2011.
- [51] C. Gruppioni, F. Calura, F. Pozzi, I. Delvecchio, S. Berta, G. De Lucia, F. Fontanot, A. Franceschini, L. Marchetti, N. Menci, P. Monaco, M. Vaccari. Star Formation in Herschel's Monsters versus Semi-Analytic Models. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 000:1-9, 2015.
- [52] C. Gruppioni, F. Pozzi, G. Rodighiero, I. Delvecchio, S. Berta, L. Pozzetti, G. Zamorani, P. Andreani, A. Cimatti, O. Ilbert, E. Le Floch, D. Lutz, B. Magnelli, L. Marchetti, P. Monaco, R. Nordon, S. Oliver, P. Popesso, L. Riguccini, I. Roseboom, D. J. Rosario, M. Sargent, M. Vaccari, B. Altieri, H. Aussel, A. Bongiovanni, J.

- Cepa, E. Daddi, H. Domínguez-Sánchez, D. Elbaz, N. Förster Schreiber, R. Genzel, A. Iribarrem, M. Magliocchetti, R. Maiolino, A. Poglitsch, A. Pérez García, M. Sanchez-Portal, E. Sturm, L. Tacconi, I. Valtchanov, A. Amblard, V. Arumugam, M. Bethermin, J. Bock, A. Boselli, V. Buat, D. Burgarella, N. Castro-Rodríguez, A. Cava, P. Chanial, D. L. Clements, A. Conley, A. Cooray, C. D. Dowell, E. Dwek, S. Eales, A. Franceschini, J. Glenn, M. Griffin, E. Hatziminaoglou, E. Ibar, K. Isaak, R. J. Ivison, G. Lagache, L. Levenson, N. Lu, S. Madden, B. Maffei, G. Mainetti, H. T. Nguyen, B. O'Halloran, M. J. Page, P. Panuzzo, A. Papageorgiou, C. P. Pearson, I. Pérez-Fournon, M. Pohlen, D. Rigopoulou, M. Rowan-Robinson, B. Schulz, D. Scott, N. Seymour, D. L. Shupe, A. J. Smith, J. A. Stevens, M. Symeonidis, M. Trichas, K. E. Tugwell, L. Vigroux, L. Wang, G. Wright, C. K. Xu, M. Zemcov, S. Bardelli, M. Carollo, T. Contini, O. Le Fèvre, S. Lilly, V. Mainieri, A. Renzini, M. Scodreggio, E. Zucca. The Herschel PEP/HerMES luminosity function - I. Probing the evolution of PACS selected Galaxies to  $z \simeq 4$ . *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 432:23-52, 2013.
- [53] C. Gruppioni, F. Calura, F. Pozzi, I. Delvecchio, S. Berta, G. De Lucia, F. Fontanot, A. Franceschini, L. Marchetti, N. Menci, P. Monaco, M. Vaccari. Star Formation in Herschelâs Monsters versus Semi-Analytic Models *The Astrophysical Journal*, preprinted version, 2015.
- [54] R. Güsten, L.A. Nyman, P. Schilke, K. Menten, C. Cesarsky, R. Booth. The Atacama Pathfinder EXperiment (APEX) - a new submillimeter facility for southern skies. *Astronomy and Astrophysics*, 454:L13-L16, 2006.
- [55] F. Hammer, H. Flores, Y. B. Yang, E. Athanassoula, M. Puech, M. Rodrigues, S. Peirani. A forming, dust enshrouded disk at  $z = 0.43$ : the first example of a late type disk rebuilt after a major merger? *Astronomy and Astrophysics*, 96:381-387, 2009.
- [56] A. Heavens, B. Panter, R. Jimenez, J. Dunlop. The star-formation history of the Universe from the stellar populations of nearby galaxies. *Nature*, 428:625, 2004.
- [57] T. M. Heckman. Extragalactic Gas at Low Redshift. *Ed. J. S. Mulchaey, & J. Stocke (San Francisco: ASP)*, ASP Conf. Proc., 254:292, 2002.
- [58] L. B. van den Hoeck & M. A. T. Groenewegen. New theoretical yields of intermediate mass stars. *Astronomy and Astrophysics*, Suppl, 123:305, 1997.
- [59] D. W. Hogg. Distance measures in cosmology. arXiv:astro-ph/9905116, 2000.
- [60] P. F. Hopkins, L. Hernquist. A New Empirical Method to Infer the Starburst History of the Universe from Local Galaxy Properties. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402:985-1004, 2010.

- [61] P. F. Hopkins, L. Hernquist, T. J. Cox, T. Di Matteo, B. Robertson, V. Springel. A Unified, Merger-Driven Model for the Origin of Starbursts, Quasars, the Cosmic X-Ray Background, Supermassive Black Holes and Galaxy Spheroids. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 163:1-49, 2006.
- [62] D. H. Hughes & J. S. Dunlop. Using New Submillimetre Surveys to Identify the Evolutionary Status of High-z Galaxies. to appear in “Observational Cosmology with the New Radio Surveys”, 13-15 January 1997, Puerto de la Cruz, Tenerife.
- [63] K. Iwamoto, F. Brachwitz, K. Nomoto, N. Kishimoto, H. Umeda, W. R. Hix, F.-K. Thielemann. NUCLEOSYNTHESIS IN CHANDRASEKHAR MASS MODELS FOR TYPE Ia SUPERNOVAE AND CONSTRAINTS ON PROGENITOR SYSTEMS AND BURNING-FRONT PROPAGATION. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 125:439-462, 1999.
- [64] A. Karim, E. Schinnerer, A. Martinez-Sansigre, M. T. Sargent, A. van der Wel, H.-W. Rix, O. Ilbert, V. Smolcic, C. Carilli, M. Pannella, A. M. Koekemoer, E. F. Bell, M. Salvato. The star formation history of mass-selected galaxies in the COSMOS field. *The Astrophysical Journal*, 730:61 (31pp), 2011.
- [65] R. C. Kennicutt. STAR FORMATION IN GALAXIES ALONG THE HUBBLE SEQUENCE. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 36:189-231, 1998.
- [66] M. D. Kistler, H. Yuksel, J. F. Beacom, A. M. Hopkins, J. S. B. Wyithe. The Star Formation Rate in the Reionization Era as Indicated by Gamma-ray Bursts. Accepted for publication in *ApJ Letters*, 2009.
- [67] A. Klypin, S. Gottlober, A. V. Kravtsov, A. M. Khokhlov. GALAXIES IN N-BODY SIMULATIONS : OVERCOMING THE OVERMERGING PROBLEM. *The Astrophysical Journal*, 516:530-551, 1999.
- [68] A. M. Koekemoer, et al. CANDELS: The Cosmic Assembly Near-infrared Deep Extragalactic Legacy Survey - The Hubble Space Telescope Observations, Imaging Data Products and Mosaics. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 197:36 (36pp), 2011.
- [69] A. Kovács, S. C. Chapman, C. D. Dowell, A. W. Blain, R. J. Ivison, I. Smail, T. G. Phillips. SHARC-2 350  $\mu m$  OBSERVATIONS OF DISTANT SUBMILLIMETER-SELECTED GALAXIES. *The Astrophysical Journal*, 650:592-603, 2006.
- [70] A. Lapi, J. Gonzalez-Nuevo, L. Fan, A. Bressan, G. De Zotti, L. Danese, M. Negrello, L. Dunne, S. Eales, S. Maddox, R. Auld, M. Baes, D. G. Bonfield, S. Buttiglione, A. Cava, D. L. Clements, A. Cooray, A. Dariush, S. Dye, J. Fritz, D. Herranz, R. Hopwood, E. Ibar, R. Ivison, M. J. Jarvis, S. Kaviraj, M. Lopez-Caniego, M. Massardi, M. J. Michalowski, E. Pascale, M. Pohlen, E. Rigby, G. Rodighiero, S. Serjeant, D. J. B. Smith, P. Temi, J. Wardlow, P. van der Werf. Herschel-ATLAS

- Galaxy Counts and High-redshift Luminosity Functions: The Formation of Massive Early-type Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 742:24 (21pp), 2011.
- [71] A. Lapi, S. Raimundo, R. Aversa, Z. Y. Cai, M. Negrello, A. Celotti, G. De Zotti, L. Danese. The Coevolution of Supermassive Black Holes and Massive Galaxies at High Redshift. *The Astrophysical Journal*, 782:69 (25pp), 2014.
- [72] A. Lapi, F. Shankar, J. Mao, G.L. Granato, L. Silva, G. De Zotti, L. Danese. Quasar Luminosity Functions from Joint Evolution of Black Holes and Host Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 650:42-56, 2006.
- [73] R. B. Larson. Early Star Formation and the Evolution of the Stellar Initial Mass Function in Galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 301:569-581, 1998.
- [74] S. K. Lee, R. Idzi, H. C. Ferguson, R. S. Somerville, T. Wiklind, M. Giavalisco. Biases and uncertainties in physical parameter estimates of Lyman break galaxies from broadband photometry.
- [75] B. D. Lehmer, W. N. Brandt, D. M. Alexander, F. E. Bauer, D. P. Schneider, P. Tozzi, J. Bergeron, G. P. Garmire, R. Giacconi, R. Gilli, G. Hasinger, A. E. Hornschemeier, A. M. Koekemoer, V. Mainieri, T. Miyaji, M. Nonino, P. Rosati, J. D. Silverman, G. Szokoly, C. Vignali. The Extended Chandra Deep Field-South Survey. Chandra Point-Source Catalogs. *Astrophys. J. Suppl.*, 161:21-40, 2005. *The Astrophysical Journal Supplementary Series*, 184:100-132, 2009.
- [76] A. Li & B.T. Draine. Infrared Emission from Interstellar Dust. III. The Small Magellanic Cloud. *The Astrophysical Journal*, 576:762-777, 2002.
- [77] A. Li & I. Mann. Nanodust in the Interstellar Medium in Comparison to the Solar System. Published in "Nanodust in the Solar System: Discoveries and Interpretations", *Astrophys. Space Sci Lib*, ed. I. Mann; Springer-Verlag, Vol. 385. chapter 1, pp 5-30, 2012.
- [78] B. Luo, W. N. Brandt, Y. Q. Xue, B. Lehmer, D. M. Alexander, F. E. Bauer, F. Vito, G. Yang, A. R. Basu-Zych, A. Comastri, R. Gilli, Q.-S. Gu, A. E. Hornschemeier, A. Koekemoer, T. Liu, V. Mainieri, M. Paolillo, P. Ranalli, P. Rosati, D. P. Schneider, O. Shemmer, I. Smail, M. Sun, P. Tozzi, C. Vignali, J.-X. Wang. The Chandra Deep Field-South Survey: 7 MS Source Catalogs. Draft Version, 2016.
- [79] B. Luo, F. E. Bauer, W. N. Brandt, D. M. Alexander, B. D. Lehmer, D. P. Schneider, M. Brusa, A. Comastri, A. C. Fabian, A. Finoguenov, R. Gilli, G. Hasinger, A. E. Hornschemeier, A. Koekemoer, V. Mainieri, M. Paolillo, P. Rosati, O. Shemmer, J. D. Silverman, I. Smail, A. T. Steffen, C. Vignali. The Chandra Deep Field-South Survey: 2 Ms Source Catalogs. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 179:19-36, 2008



- [80] D. Lutz. Far-Infrared Surveys of Galaxy Evolution. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 52:373-414, 2014.
- [81] D. Lutz, A. Poglitsch, B. Altieri, P. Andreani, H. Aussel, S. Berta, A. Bongiovanni, D. Brisbin, A. Cava, J. Cepa, A. Cimatti, E. Daddi, H. Dominguez-Sanchez, D. Elbaz, N.M. Förster Schreiber, R. Genzel, A. Grazian, C. Gruppioni, M. Harwit, E. Le Floch, G. Magdis, B. Magnelli, R. Maiolino, R. Nordon, A.M. Perez Garcia, P. Popesso, F. Pozzi, L. Riguccini, G. Rodighiero, A. Saintonge, M. Sanchez Portal, P. Santini, L. Shao, E. Sturm, L.J. Tacconi, I. Valtchanov, M. Wetzstein, E. Wieprecht. PACS Evolutionary Probe (PEP) - A Herschel Key Program. *Astronomy & Astrophysics*, 32:A90, 2011.
- [82] B. Ma, A. Cooray, J. A. Calanog, et al. *The Astrophysical Journal*, 814:17, 2015.
- [83] J. Ma, A.H. Gonzalez, J. S. Spilker, et al. *The Astrophysical Journal*, 812:88, 2015.
- [84] P. Madau. Faint galaxies, extragalactic background light, and the reionization of the Universe. To appear in the proceedings of the 9th Annual October Astrophysics Conference in Maryland, "After the Dark Ages: When Galaxies were Young", edited by S. S. Holt and E. P. Smith, 1999.
- [85] P. Madau, M. Dickinson. Cosmic Star Formation History. *Annual Review Astronomy & Astrophysics*, 52:415-86, 2014.
- [86] B. Magnelli, P. Popesso, S. Berta, F. Pozzi, D. Elbaz, D. Lutz, M. Dickinson, B. Altieri, P. Andreani, H. Aussel, M. Béthermin, A. Bongiovanni, J. Cepa, V. Charmandaris, R. R. Chary, A. Cimatti, E. Daddi, N. M. Förster Schreiber, R. Genzel, C. Gruppioni, M. Harwit, H. S. Hwang, R. J. Ivison, G. Magdis, R. Maiolino, E. Murphy, R. Nordon, M. Pannella, A. Pérez García, A. Poglitsch, D. Rosario, M. Sanchez-Portal, P. Santini, D. Scott, E. Sturm, L. J. Tacconi, I. Valtchanov. The deepest Herschel-PACS far-infrared survey: number counts and infrared luminosity functions from combined PEP/GOODS-H observations. *Astronomy and Astrophysics*, 553:A132, 2013.
- [87] J. Magorrian, S. Tremaine, D. Richstone, R. Bender, G. Bower, A. Dressler, S. M. Faber, K. Gebhardt, R. Green, C. Grillmair, J. Kormendy, T. Lauer. The Demography of Massive Dark Objects in Galaxy Centers. *The Astronomical Journal*, 115:2285-2305, 1998.
- [88] M., Mancini, R. Schneider, L. Graziani, et al. MNRAS, 451:L70, 2015.
- [89] C. Mancuso, A. Lapi, J. Shi, Z. Y. Cai, J. Gonzalez-Nuevo, M. Béthermin, L. Danese. The main sequences of star-forming galaxies and active galactic nuclei at high redshift. *The Astrophysical Journal*, 833:2, 2016.

- [90] C. Mancuso, A. Lapi, J. Shi, J. Gonzalez-Nuevo, R. Aversa, L. Danese. The quest for dusty star-forming galaxy at high redshift  $z \gtrsim 4$ . *The Astrophysical Journal*, Preprinted version, 2016.
- [91] C. Mancuso, A. Lapi, I. Prandoni, I. Obi, J. Gonzalez-Nuevo, F. Perrotta, A. Bressan, A. Celotti, L. Danese. Galaxy Evolution in the Radio Band: The Role of Starforming Galaxies and Active Galactic Nuclei. *The Astrophysical Journal*, 842:2, 2017.
- [92] D. W. Marquardt, An Algorithm for Least-squares Estimation of Nonlinear Parameters. *Journal of the society for industrial and Applied Mathematics*, 11, 2:431-441, 1963.
- [93] J. S. Mathis, W. Rumpl, K. H. Nordsieck. The Size Distribution of Interstellar Grains. *The Astrophysical Journal*, 217:425-433, 1977.
- [94] F. Matteucci. Abundance ratios in ellipticals and galaxy formation. *Astronomy and Astrophysics*, 288:57-64, 1994.
- [95] F. Matteucci & P. François. Galactic chemical evolution - Abundance gradients of individual elements. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 239:885-904.
- [96] N. Menci, F. Fiore, A. Lamastra. Galaxy formation in warm dark matter cosmology. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 421:2384-2394, 2012.
- [97] M. J. Michalowski. Dust production 680-850 million years after the Big Bang, *Astronomy and Astrophysics*, 577:A80, 2011.
- [98] B. Moore, S. Ghigna, F. Governato, G. Lake, T. Quinn, J. Stadel, P. Tozzi. DARK MATTER SUBSTRUCTURE WITHIN GALACTIC HALOS. *The Astrophysical Journal*, 524:L19-L22, 1999.
- [99] J. R. Mullaney, D. M. Alexander, J. Aird, E. Bernhard, E. Daddi, A. Del Moro, M. Dickinson, D. Elbaz, C. M. Harrison, S. Juneau, D. Liu, M. Pannella, D. Rosario, P. Santini, M. Sargent, C. Schreiber, J. Simpson, F. Stanley. ALMA and Herschel reveal that X-ray selected AGN and main-sequence galaxies have different star formation rate distributions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Lett., 453(1):L83-L87, 2015.
- [100] J. R. Mullaney, E. Daddi, M. Béthermin, D. Elbaz, S. Juneau, M. Pannella, M. T. Sargent, D. M. Alexander, R. C. Hickox. The hidden “AGN main sequence”: Evidence for a universal black hole accretion to star formation rate ratio since  $z \sim 2$  producing a  $M_{BH} - M_*$  relation. *The Astrophysical Journal Letters*, 753:L30 (5pp), 2012.

- [101] K.G. Noeske, B.J. Weiner, S.M. Faber, C. Papovich, D.C. Koo, R.S. Somerville, K. Bundy, C.J. Conselice, J.A. Newman, D. Schiminovich, E. Le Floch, A.L. Coil, G.H. Rieke, J.M. Lotz, J.R. Primack, P. Barmby, M.C. Cooper, M. Davis, R.S. Ellis, G.G. Fazio, P. Guhathakurta, J. Huang, S.A. Kassin, D.C. Martin, A.C. Phillips, R.M. Rich, T.A. Small, C.N.A. Willmer, G. Wilson. Star Formation in AEGIS Field Galaxies since  $z = 1.1$ : The Dominance of Gradually Declining Star Formation, and the Main Sequence of Star-Forming Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 660:L43-L46, 2007.
- [102] Y. Okada, T. Onaka, T. Miyata, Y. K. Okamoto, I. Sakon, H. Shibai, H. Takahashi. Si and Fe depletion in Galactic star-forming regions observed by the Spitzer Space Telescope. *The Astrophysical Journal*, 682:416-433, 2008.
- [103] S. J. Oliver & HerMES Collaboration. The Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey: HerMES. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 424:1614-1635, 2012.
- [104] A. Pipino, X. L. Fan, F. Matteucci, F. Calura, L. Silva, G. Granato, R. Maiolino. The chemical evolution of elliptical galaxies with stellar and QSO dust production. *Astronomy and Astrophysics*, 25:A61, 2011.
- [105] A. Pipino & F. Matteucci. Photochemical evolution of elliptical galaxies - I. The high-redshift formation scenario. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 47:968-984, 2004.
- [106] F. Pozzi, F. Calura, C. Gruppioni, G. L. Granato, G. Cresci, L. Silva, L. Pozzetti, F. Matteucci, G. Zamorani. Are the bulk of  $z > 2$  *Herschel* galaxies proto-spheroids? *The Astrophysical Journal*, 803:35 (16pp), 2015.
- [107] P. Ranalli, A. Comastri, G. Setti. The 2-10 keV luminosity as a Star Formation Rate indicator. *Astronomy and Astrophysics*, 399:39-50, 2003.
- [108] N. Rangwala, P. R. Maloney, J. Glenn, C. D. Wilson, A. Rykala, K. Isaak, M. Baes, G. J. Bendo, A. Boselli, C. M. Bradford, D. L. Clements, A. Cooray, T. Fulton, P. Imhof, J. Kamenetzky, S. C. Madden, E. Mentuch, N. Sacchi, M. Sauvage, M. R. P. Schirm, M. W. L. Smith, L. Spinoglio, M. Wolfire. OBSERVATIONS OF Arp 220 USING HERSCHEL-SPIRE: AN UNPRECEDENTED VIEW OF THE MOLECULAR GAS IN AN EXTREME STAR FORMATION ENVIRONMENT. *The Astrophysical Journal*, 743:94 (19pp), 2011.
- [109] A. G. Riess, L. G. Strolger, S. Casertano, H. C. Ferguson, B. Mobasher, B. Gold, P. J. Challis, A. V. Filippenko, S. Jha, W. Li, J. Tonry, R. Foley, R. P. Kirshner, M. Dickinson, E. MacDonald, D. Eisenstein, M. Livio, J. Younger, C. Xu, T. Dahlé, D. Stern. New Hubble Space Telescope Discoveries of Type Ia Supernovae at  $z > 1$ : Narrowing Constraints on the Early Behavior of Dark Energy. *The Astrophysical Journal Letters*, 659:98-121, 2007.

- [110] B. E. Robertson & J. S. Bullock. High-Redshift Galaxy Kinematics: Constraints on Models of Disk Formation. *The Astrophysical Journal*, 685, L27, 2008.
- [111] P. F. Roche, C. Packham, D. K. Aitken, R. E. Mason. Silicate absorption in heavily obscured galaxy nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 375:99-104, 2007.
- [112] G. Rodighiero, M. Brusa, E. Daddi, M. Negrello, J. R. Mullaney, I. Delvecchio, D. Lutz, A. Renzini, A. Franceschini, I. Baronchelli, F. Pozzi, C. Gruppioni, V. Strazzullo, A. Cimatti, J. Silverman. Relationship between star formation rate and black hole accretion at  $z \simeq 2$ : The different contributions in quiescent, normal and starburst galaxies. *The Astrophysical Journal Letters*, 800:L10 (5pp), 2015.
- [113] G. Rodighiero, E. Daddi, I. Baronchelli, A. Cimatti, A. Renzini, H. Aussel, P. Popesso, D. Lutz, P. Andreani, S. Berta, A. Cava, D. Elbaz, A. Feltre, A. Fontana, N. M. Forster Schreiber, A. Franceschini, R. Genzel, A. Grazian, C. Gruppioni, O. Ilbert, E. Le Floch, G. Magdis, M. Magliocchetti, B. Magnelli, R. Maiolino, H. McCracken, R. Nordon, A. Poglitsch, P. Santini, F. Pozzi, L. Riguccini, L.J. Tacconi, S. Wuyts, G. Zamorani. The lesser role of starbursts for star formation at  $z = 2$ . *The Astrophysical Journal Letters*, 739:L40 (6pp), 2011.
- [114] V. Rodriguez-Gomez, S. Genel, M. Vogelsberger, D. Sijacki, A. Pillepich, L. V. Sales, P. Torrey, G. Snyder, D. Nelson, V. Springel, C. P. Ma, L. Hernquist. The merger rate of galaxies in the Illustris Simulation: a comparison with observations and semi-empirical models. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2015.
- [115] V. Rodriguez-Gomez, A. Pillepich, L. V. Sales, S. Genel, M. Vogelsberger, Q. Zhu, S. Wellons, D. Nelson, P. Torrey, V. Springel, C. P. Ma, L. Hernquist. The stellar mass assembly of galaxies in the Illustris simulation: growth by mergers and the spatial distribution of accreted stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2017.
- [116] M. Rowan-Robinson, S. Oliver, L. Wang, D. Farrah, D. Clements, C. Gruppioni, L. Marchetti, D. Rigopoulou, M. Vaccari. The star-formation rate density from  $z = 0 - 6$ . Accepted for publication by MNRAS, 2016.
- [117] K. Rowlands, H. L. Gomez, L. Dunne, A. Aragón-Salamanca, S. Dye, S. Maddox, E. da Cunha, P. van der Werf. The dust budget crisis in high-redshift submillimetre galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 441:1040-1058, 2014.
- [118] P. Santini, R. Maiolino, B. Magnelli, D. Lutz, A. Lamastra, G. Li Causi, S. Eales, P. Andreani, S. Berta, V. Buat, A. Cooray, G. Cresci, E. Daddi, D. Farrah, A. Fontana, A. Franceschini, R. Genzel, G. Granato, A. Grazian, E. Le Floch, G. Magdis, M. Magliocchetti, F. Mannucci, N. Menci, R. Nordon, S. Oliver, P. Popesso, F. Pozzi, L. Riguccini, G. Rodighiero, D. J. Rosario, M. Salvato, D. Scott, L. Silva, L. Tacconi,

- M. Viero, L. Wang, S. Wuyts, K. Xu. The evolution of the dust and gas content in galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 562:A30, 2014.
- [119] J. M. Scalo. The stellar initial mass function. *Fundamentals of Cosmic Physics*, vol. 11, p. 1-278, 1986.
- [120] A. Schurer, F. Calura, L. Silva, A. Pipino, G. L. Granato, F. Matteucci, R. Maiolino. Modelling the effects of dust evolution on the SEDs of galaxies of different morphological type. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 394:2001-2021, 2009.
- [121] K. S. Scott, M. S. Yun, G. W. Wilson, J. E. Austermann, E. Aguilar, I. Aretxaga, H. Ezawa, D. Ferrusca, B. Hatsukade, D. H. Hughes, D. Iono, M. Giavalisco, R. Kawabe, K. Kohno, P. D. Mauskopf, T. Oshima, T. A. Perera, J. Rand, Y. Tamura, T. Tosaki, M. Velazquez, C. C. Williams, M. Zeballos. Deep 1.1 mm-wavelength imaging of the GOODS-S field by AzTEC/ASTE - I. Source catalogue and number counts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 405:2260-2278, 2010.
- [122] N. Scoville, H. Aussel, K. Sheth, K. S. Scott, D. Sanders, R. Ivison, A. Pope, P. Capak, P. Vanden Bout, S. Manohar, J. Kartaltepe, S. Lilly. The Evolution of ISM Mass Probed by Dust Emission - ALMA Observations at  $z = 0.3$  to 2. *The Astrophysical Journal*, 783:84 (13pp), 2014.
- [123] N. Scoville, K. Sheth, H. Aussel, P. Vanden Bout, P. Capak, A. Bongiorno, C. M. Casey, L. Murchikova, J. Koda, J. Alvarez-Márquez, N. Lee, C. Laigle, H. J. McCracken, O. Ilbert, A. Pope, D. Sanders, J. Chu, S. Toft, R. J. Ivison, S. Manohar. ISM masses and the star formation law at  $z = 1$  to 6 // ALMA observations of dust continuum in 145 galaxies in the COSMOS survey field. *The Astrophysical Journal*, 820:83 (21pp), 2016.
- [124] J. D. Slavin. Grain Destruction in Evolving Supernova Remnants. 2014AAS...22422016S, 2014.
- [125] M. Schmidt. The rate of star formation. *The Astrophysical Journal*, 129:2, 1959.
- [126] S. Somerville & R. Davé. Physical Models of Galaxy Formation in a Cosmological Framework. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 53:51-113, 2015.
- [127] K. R. Stewart, J. S. Bullock, R. H. Wechsler, A. H. Maller. Gas-Rich Mergers in LCDM: Disk Survivability and the Baryonic Assembly of Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 702:307-317, 2009.
- [128] K. Tadaki, R. Genzel, T. Kodama, S. Wuyts, E. Wisnioski, N. M. Förster Schreiber, A. Burkert, P. Lang, L. J. Tacconi, D. Lutz, S. Belli, R. I. Davies, B. Hatsukade, M. Hayashi, R. Herrera-Camus, S. Ikarashi, S. Inoue, K. Kohno, Y. Koyama, J. T. Mendel, K. Nakanishi, R. Shimakawa, T. L. Suzuki, Y. Tamura, I.

- Tanaka, H. Ubler, D. J. Wilman. Bulge-forming galaxies with an extended rotating disk at  $z \sim 2$ . Accepted for publication in *The Astrophysical Journal*, 2017.
- [129] A. M. Swinbank, J. M. Simpson, Ian Smail, C. M. Harrison, J. A. Hodge, A. Karim, F. Walter, D. M. Alexander, W. N. Brandt, C. de Breuck, E. da Cunha, S. C. Chapman, K. E. K. Coppin, A. L. R. Danielson, H. Dannerbauer, R. Decarli, T. R. Greve, R. J. Ivison, K. K. Knudsen, C. D. P. Lagos, E. Schinnerer, A. P. Thomson, J. L. Wardlow, A. Weiss, P. van der Werf. An ALMA survey of sub-millimetre Galaxies in the Extended Chandra Deep Field South: the far-infrared properties of SMGs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 438:1267-1287, 2014.
- [130] T. A. Targett, J. S. Dunlop, M. Cirasuolo, R. J. McLure, V. A. Bruce, A. Fontana, A. Galametz, D. Paris, R. Davé, A. Dekel, S. M. Faber, H. C. Ferguson, N. A. Grogin, J. S. Kartaltepe, D. D. Kocevski, A. M. Koekemoer, P. Kurczynski, K. Lai, J. Lotz. The properties of (sub-)millimetre-selected galaxies as revealed by CANDELS HST WFC3/IR imaging in GOODS-South. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 432:2012-2042, 2013.
- [131] C. M. Telesco & D. A. Harper. Galaxies and Far-Infrared Emission. *The Astrophysical Journal*, 235:392-404, 1980.
- [132] D. Thomas, C. Maraston, R. Bender. THE EPOCHS OF EARLY-TYPE GALAXY FORMATION AS A FUNCTION OF ENVIRONMENT. *The Astrophysical Journal*, 621:673-694, 2005.
- [133] G. Thuma, N. Neininger, U. Klein, R. Wielebinski. Cold dust in the starburst galaxy M 82. *Astronomy & Astrophysics*, 2014.
- [134] L. B. van den Hoek & M. A.T. Groenewegen. New theoretical yields of intermediate mass stars. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 123:2, 1997.
- [135] E.F. van Dishoeck. Organic Matter in Space - an Overview. Introductory overview lecture presented at IAU Symposium 251, "Organic matter in space", held at Hong Kong, February 2008.
- [136] S. Vattakunnel, P. Tozzi, F. Matteucci, P. Padovani, N. Miller, M. Bonzini, V. Mainieri, M. Paolillo, L. Vincoletto, W. N. Brandt, B. Luo, K. I. Kellermann, Y. Q. Xue. The Radio - X-ray relation as a star formation indicator: Results from the VLA-E-CDFS Survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420:2190-2208, 2012.
- [137] N. V. Voshchinnikov. Interstellar extinction and interstellar polarization: Old and new models. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (Special issue, Electromagnetic and Light Scattering XIII, Taormina), 2012.
- [138] R. Wesson, M. J. Barlow, M. Matsuura, & B. Ercolano MNRAS, 446:2089, 2015.

- [139] R. A. Windhorst, et al. The Hubble Space Telescope Wide Field Camera 3 Early Release Science Data: Panchromatic Faint Object Counts From 0.2-2 Micron To  $A_b = 26 - 27$  Mag. *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 36, p.1114, 2010.
- [140] Y.Q. Xue, B. Luo, W.N. Brandt, F.E. Bauer, B.D. Lehmer, P.S. Broos, D.P. Schneider, D.M. Alexander, M. Brusa, A. Comastri, A.C. Fabian, R. Gilli, G. Hasinger, A.E. Hornschemeier, A. Koekemoer, T. Liu, V. Mainieri, M. Paolillo, D.A. Rafferty, P. Rosati, O. Shemmer, J.D. Silverman, I. Smail, P. Tozzi, C. Vignali. The Chandra Deep Field-South Survey: 4 Ms Source Catalogs. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 195:10 (31pp), 2011.
- [141] M. S. Yun, K. S. Scott, Yicheng Guo, I. Aretxaga, M. Giavalisco, J. E. Austermann, P. Capak, Yuxi Chen, H. Ezawa, B. Hatsukade, D. H. Hughes, D. Iono, S. Johnson, R. Kawabe, K. Kohno, J. Lowenthal, N. Miller, G. Morrison, T. Oshima, T. A. Perera, M. Salvato, J. Silverman, Y. Tamura, C. C. Williams, G. W. Wilson. Deep 1.1 mm-wavelength imaging of the GOODS-S field by AzTEC/ASTE â II. Redshift distribution and nature of the submillimetre galaxy population. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420957-985, 2012.